

UNIVERSIDADE DE LISBOA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Desenvolvimento de um dosímetro com base num fotodíodo Si-PIN

Yoenls Prata Alicerces Bahu
Dissertação
Mestrado em Engenharia Física

2012

UNIVERSIDADE DE LISBOA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Desenvolvimento de um dosímetro com base num fotodíodo Si-PIN

Yoenls Prata Alicerces Bahu

Dissertação

Mestrado em Engenharia Física

Dissertação orientada por:

Professor Doutor Luis Filipe dos Santos Garcia Peralta

Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa

Mestrado em Engenharia Física

2012

“Se fui capaz de ver mais longe, é porque me apoiei em ombros de gigantes. ”

Isaac Newton

Agradecimentos

Esta tese foi desenvolvida no âmbito do Programa de Mestrado em *Engenharia Física* da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa. A concretização deste trabalho só foi possível porque contei com a colaboração e o apoio de muitas pessoas. Em particular gostaria de agradecer:

Em primeiro lugar agradeço a Deus pelo dom da vida e bênçãos que me tem proporcionado.

Ao Professor Doutor Luís Garcia Peralta por ter aceite orientar esta tese. “Se fui capaz de ver mais longe, é porque me apoiei em ombros de gigantes”, com estas palavras de Isaac Newton, pude assim descrever o Professor Luís Peralta, pela sua ampla experiência, capacidade de trabalho, criatividade e metodologia. A sua disponibilidade permitiu-me crescer a nível científico, laboral e profissional. Para além disso, o Professor Luís Peralta dissipou-me dúvidas de como conciliar a teoria com a prática no contacto directo com dispositivos experimentais e ferramentas poderosas de simulação computacional tais como o Spekcalc e o PENELOPE.

Aos Professores Drs. Florbela Rego, Maria Margarida Godinho (Coordenadora do mestrado), José Soares Augusto, Luísa Carvalho (pela cedência do tubo de raios - X).

Aos meus pais, Lucas Bahu e Isabel Paulo Alicerces pelo apoio moral e material proporcionado.

Aos meus irmãos Helder Bahu, Paulo Bahu, Adolosi Bahu e Agnes Bahu.

Aos Senhores Borges (Consulado Geral de Portugal em Benguela), João Atlas (Intercal).

À estimada amiga Emília Carlota Sebastião Dias por todo o apoio prestado.

Ao INABE (Instituto Nacional de Bolsas de Estudos) pela bolsa concedida.

Resumo

A presente tese propõe o estudo de um protótipo de dosímetro semicondutor PIN para possíveis aplicações na dosimetria pessoal e aplicações didáticas. O protótipo desenvolvido apresenta como parte sensível à radiação um fotodíodo de silício PIN cujo sinal é recolhido por um amplificador operacional sendo a leitura do valor à saída feita através de um simples multímetro digital. O díodo escolhido como detector da radiação ionizante é da série S1337 fabricado pela Hamamatsu e apresenta uma área sensível de $33,64\text{ mm}^2$. É conhecido que existe uma variabilidade da resposta dos dosímetros semicondutores com a energia média do feixe de raios-X, bem como com a distância do dosímetro à fonte de radiação. Assim realizou-se o estudo da sensibilidade do fotodíodo S1337-66 BR no intervalo de qualidade de feixe 30 kVp a 100 kVp e para filtrações adicionais do feixe entre 0,5 e 4 mm. Neste estudo, a leitura do fotodíodo foi feita utilizando um electrómetro UNIDOS E da PTW. De igual forma estudou-se a variação da resposta do dosímetro semicondutor com a distância à fonte de raios-X. Em ambos os casos utilizou-se para a medida da dose absoluta uma câmara de ionização Farmer ligada a um electrómetro UNIDOS E da PTW, que foi colocada nas mesmas posições do fotodíodo. As medidas experimentais foram complementadas com a simulação Monte Carlo do dispositivo experimental onde foi feita a medida da sensibilidade do dosímetro. A partir dos valores de dose obtidos por simulação foi possível obter a medida da sensibilidade intrínseca do dosímetro. Uma vez estudadas as características mais relevantes do fotodíodo S1337-66 BR como dosímetro na gama dos raios-X entre 30 e 100 kVp, procedeu-se à montagem do protótipo. Este protótipo foi então utilizado na medida do HVL de um feixe de raios-X produzido por um tubo clínico. Os valores obtidos com este dosímetro apresentam um bom acordo com os valores de HVL medidos com uma câmara de ionização para o mesmo feixe de raios-X.

Palavras chave: Dosimetria, Fotodíodo PIN, Monte Carlo, Sensibilidade

Abstract

This thesis proposes the study of a prototype semiconductor dosimeter PIN for possible applications in personal dosimetry and educational applications. The prototype has got as radiation sensitive a PIN silicon photodiode whose signal is collected by an operational amplifier and the output value is done through a simple digital multimeter. The chosen diode as detector of ionizing radiation is of series manufactured by Hamamatsu S1337 and has a sensitive area of $33,64\text{mm}^2$. It is already known that there is a variability in the response of the semiconductor dosimeter with the average energy of the X-ray beam, as well as the distance of dosimeter from the radiation source. Thus was conducted the study of sensitivity of the photodiode S1337-66 BR in the range of beam quality from 30 kVp to 100 kVp and additional filtration beam between 0,5 and 4 mm. In this study, the reading of the photodiode was performed using an electrometer *UNIDOS E da PTW*. Similarly we have studied the variation of the response of the semiconductor dosimeter with distance from the X-ray source. In both cases it was used to measure the absolute dose an ionization chamber Farmer connected to an electrometer *UNIDOS E da PTW*, which was placed in the same positions of the photodiode. The experimental measurements were complemented with Monte Carlo simulation of the experimental device which was done the measure of dosimeter sensitivity. From the dose values obtained by simulation was possible to obtain a measure of the intrinsic sensitivity of the dosimeter. Once studied the most relevant characteristics of S1337-66 photodiode BR dosimeter as in the range of X-rays between 30 and 100 kVp, proceeded to the montage of the prototype. This prototype was then used in measure of the HVL of an X-ray beam produced by a clinic tube. The values obtained with this dosimeter show a good agreement with the values of HVL measured with an ionization chamber for the same X-ray beam.

Keys words: Dosimetry, Photodiode PIN, Monte Carlo, Sensivity

Índice

Capítulo I- Introdução.....	1
1- Interacção da radiação com a matéria.....	3
1.1- Efeito fotoeléctrico.....	4
1.2- Efeito de Compton.....	6
1.3- Produção de pares.....	7
Capítulo II- Grandezas fundamentais em dosimetria.....	9
2.1-Fluência.....	9
2.2- Fluência energética.....	10
2.3- Exposição.....	12
2.3.1- Relação entre exposição e fluência.....	12
2.4- Kerma.....	14
2.4.1- Kerma e fluência energética.....	14
2.4.2- Kerma e exposição.....	15
2.5- Definição de dose absorvida.....	16
2.5.1- Relação Kerma e Dose.....	16
Capítulo III- Dispositivos para a medição da dose	18
3.1- Câmaras de ionização.....	18
3.1.1- Câmaras cilíndricas	19
3.1.2- Câmaras de pratos paralelos	19
3.1.3- Câmaras do tipo poço.....	20
3.2- Dosímetros TLD.....	20
3.3- Dosimetria em filme.....	21
3.4- Filmes radiocrómicos.....	22
3.5- Dosímetros semicondutores.....	22
Capítulo IV- Caracterização do feixe de raios-X.....	24
Capítulo V- Estudo das características do semiconductor PIN a utilizar no dosímetro.....	28
5.1- Estudo da resposta do fotodíodo em função da dose.....	29
5.2- Estudo da dependência do sinal medido na posição do fotodíodo.....	33
5.3- Determinação experimental da sensibilidade do fotodíodo.....	34
5.4- Determinação da sensibilidade intrínseca do fotodíodo utilizando simulação Monte Carlo.....	36
5.5- Simulação Monte Carlo.....	39

5.5.1- Código PENELOPE.....	40
5.6- Dispositivo experimental simulado para as medidas realizadas com fotodíodo S1337-66 BR..	41
5.7- Sensibilidade intrínseca do detector.....	43
Capítulo VI- Dosímetro semicondutor PIN.....	45
6.1- O Circuito amplificador.....	46
6.2- Exemplo de aplicação do dosímetro semicondutor.....	47
Conclusão.....	52

Índice de figuras e tabelas

Figura 1.1- Absorção fotoelétrica.....	4
Figura 1.2- Emissão de radiação devido ao efeito fotoelétrico.....	4
Figura 1.3- Efeito de Compton.....	6
Figura 1.4- Produção de pares.....	7
Figura 2.1 Radiação incidente numa esfera de secção recta da.....	9
Figura 2.2- interação do feixe fotões com a matéria.....	16
Figura 2.3- Estabelecimento das condições de equilíbrio electrónico num volume irradiado com um feixe de fotões.....	17
Figura 3.1- câmaras cilíndricas.....	19
Figura 3.2- câmara de pratos paralelos.....	19
Figura 3.3- câmaras tipo poço.....	20
Figura 4.1- Ampola de raios-X.....	24
Figura 4.2- Janela específica para o cálculo do HVL.....	27
Figura 5.1- Esquema do fotodíodo S1337-66 BR.....	28
Figura 5.2- Esquema experimental para a determinação da dose.....	29
Figura 5.3- Equipamento utilizado para efectuar medições da dose.....	30
Figura 5.4- Relação entre a dose dada pela câmara de ionização e o sinal lido de um fotodíodo S1337.....	32
Figura 5.5- Desvios relativos.....	34
Figura 5.6- Sensibilidade experimental do fotodíodo S1337- 66 BR em função do kVp.....	35
Figura 5.7- Coeficientes mássicos de absorção (adaptados das tabelas NIST).....	38
Figura 5.8- Razão entre os coeficiente mássicos de absorção em função da energia.....	38
Figura 5.9- Estrutura do PENELOPE.....	40
Figura 5.10- Geometria dos materiais simulados no PENELOPE.....	41
Figura 5.11- Razão das doses em função do kVp dados pelo PENELOPE para diversas filtrações.....	43
Figura 5.12- Sensibilidade intrínseca de fotodíodo S1337-66 BR.....	44
Figura 6.1- Da direita para a esquerda: Pormenor da janela com alumínio; circuito impresso colado na caixa e conectado a uma ficha BNC; Caixa com dosímetro semiconductor.....	45
Figura 6.2- Representação esquemática do circuito amplificador.....	46
Figura 6.3- Fotografia do circuito amplificador.....	47
Figura 6.4- Montagem experimental.....	48

Figura 6.5- Atenuação do feixe.....	49
Figura 6.6- Janela gráfica de interface com o utilizador do programa Spekcalc.....	50
Tabela 5.1- Definição da geometria do ficheiro de entrada.....	42
Tabela 6.1- Resultados do HVL para os dosímetro semicondutor, câmara de ionização e Spekcalc.....	51

Acrónimos

C.I- Câmara de ionização

HVL (*Half Value Layer*)

ICRU-International Commission on Radiation Units and Measurements(Comissão Internacional sobre Unidades e Medidas de Radiação)

Kerma (kinetic energy released per unit of mass)

kVp(kilo Volt pico)

LED(Light Emitting Diode)

PENELOPE(Penetration and Energy Loss of Positrons and Electrons)

PMMA(Polimetilmetacrilato)

PTW(Phsysikalish-Technische Werkstätten Gmbh)-producer of dosimetry equipament, Freiburg, Germany.

PET- Positron Emission Tomography

STP(Standard Temperature and Pressure)

TAC (Tomografia Axial Computorizada)

TLD(Thermoluminescent Dosimetry)

NIST (National Institute of Standards and Technology)

Capítulo I- Introdução

A acção das radiações é cada vez mais um motivo de estudo devido ao efeito em seres vivos, assim, é importante controlar as pessoas que estão expostas as radiações em ambientes profissionais e de investigação. Em ambientes profissionais a dosimetria teve um maior desenvolvimento devido ao aumento das técnicas terapêuticas e de imagiologia que envolvem radiações ionizantes. Neste ambiente, profissionais de saúde e pacientes são sujeitos a dose de radiação que importa controlar. Assim, cada indivíduo que esteja exposto a radiação terá informação sobre a dose que recebe diária, mensal ou anualmente. Existem diversos dosímetros que podem ser utilizados para determinar a dose a que um indivíduo está sujeito, como sejam, câmaras de ionização, dosímetros semicondutores, TLD, filmes radiocrómicos, etc. As câmaras de ionização, apesar de ter inúmeras vantagens, entre as quais se cita a sua utilização como meio de referência, apresentam limitações do ponto de vista económico e na relação sensibilidade/volume. A câmara de ionização serve para determinação da dose absoluta no ponto onde será colocado o fotodíodo semicondutor PIN. Nos semicondutores os portadores de carga são os electrões e buracos. Actualmente, a maioria dos dosímetros semicondutores são feitos com base de silício e o germânio. A principal vantagem do dosímetro semicondutor comparativamente com os outros detectores de radiação é o facto de serem muito compactos. Outras vantagens do dosímetro semicondutor consiste em possuir uma resposta linear, maior eficiência devido a sua boa resolução espacial (tamanhos reduzidos), robustos, densidade superior à dos gases, possibilidade de serem moldados com configurações geométricas diferentes, capacidade de operar no vácuo, não são sensíveis a campos magnéticos, corrente de fundo pequena, baixos custos e são portáteis por isso são uma boa escolha para a dosimetria pessoal, em várias situações. Para além destas propriedades, a quantidade mínima de energia necessária para se obter um par de electrões-buracos no silício é de 3,6 eV. As características de um dosímetro semicondutor não dependem somente do tipo de material, Si ou Ge, mas também da forma como é configurado e tratado. O tipo, tamanho, forma, e o tratamento do cristal contribuem na operação e performance do dosímetro semicondutor.

O inconveniente deste fotodíodo consiste no facto de os mesmos serem sensíveis a danos que são produzidos pela radiação, resultam no aumento das correntes de fuga que fazem reduzir a eficiência de colecta de cargas na zona de depleção do fotodíodo. Para energia menores que 100 keV a sua sensibilidade é fortemente dependente da qualidade do feixe de radiação X.

Este trabalho tem como objectivo construir um dosímetro baseado num semicondutor PIN para ser utilizado sobretudo com fins didácticos. O díodo escolhido foi um fotodíodo PIN de grande área

sensível ($33,64 \text{ mm}^2$) e de preço razoavelmente acessível (algumas dezenas de euros). Começou-se por testar as propriedades dosimétricas deste fotodíodo, medindo-se a sua sensibilidade para feixes de raios-X no intervalo entre 30 e 100 kVp. Para o cálculo da sensibilidade intrínseca utilizou-se o código PENELOPE de modo a calcular a dose depositada no silício e na água. Neste estudo procurou-se identificar qual a região do intervalo de energias médias do feixe em que este dispositivo poderia ser utilizado como dosímetro pessoal. Uma das aplicações deste dosímetro foi na determinação experimental do HVL. Os resultados obtidos experimentalmente foram comparados com o programa de simulação Spekcalc, livremente disponível na WEB.

1- Interação da radiação com a matéria

As radiações ionizantes ao interagirem com a matéria, resultam num processo de transferência de energia para as moléculas e os átomos que são encontrados ao longo de sua trajetória. As radiações ao interagirem com um meio material podem provocar excitação, ionização, emissão de radiação electromagnética e nos casos de energias elevadas activação nuclear.

A excitação é entendida como processo de adição de energia ao átomo, permitindo a transição do estado fundamental ao estado excitado. Os electrões são deslocados das suas orbitais e, ao retornarem, emitem energia sob a forma de radiação (raios-X) ou electrões de Auger. A ionização é um processo de formação de átomos electricamente carregados, ou seja, iões, pelo acréscimo ou decréscimo de um ou mais electrões. A radiação de travagem (Bremsstrahlung) é emitida como resultado da perda da energia cinética dos electrões que interagem com o campo eléctrico de núcleos-alvo.

Em consequência das diferenças existentes entre os diversos tipos de partículas e radiações, cada uma interage de modo diferente com a matéria. Assim, o conhecimento das propriedades das radiações e de seus efeitos sobre a matéria são de grande importância.

Quando as partículas carregadas ou radiações electromagnéticas atravessam a matéria, o mecanismo que mais contribui para a perda de energia é a interacção com os electrões atómicos. No processo de interacção de partículas carregadas com a matéria, a energia é perdida em consequência de um grande número de colisões, a maioria com electrões orbitais. Já na interacção de fótons estes são absorvidos ou desviados de sua trajetória original por meio de um número pequeno de interacções. O fóton, quando produz ionização, arranca um electrão do átomo por diversos mecanismos. Este electrão libertado, denominado electrão secundário, pode possuir quase tanta energia quanto um fóton inicial (por exemplo no caso do efeito fotoeléctrico) e por sua vez, produzir novas ionizações até dissipar toda sua energia [SEG06].

1.1- Efeito fotoelétrico

Para energias baixas ($< 100 \text{ keV}$) o efeito fotoelétrico é dominante nos materiais de baixo número atômico. Este efeito é caracterizado pela transferência total de energia de um fóton para o átomo, sendo um electrão, ejectado com uma energia cinética bem definida, T , dada pela seguinte equação:

$$T = h\nu - b \quad (1.1)$$

onde h é a constante de Planck, ν é a frequência da radiação e b é a energia de ligação do electrão orbital [TSO95].

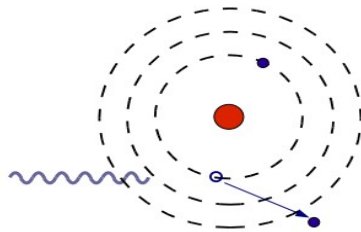
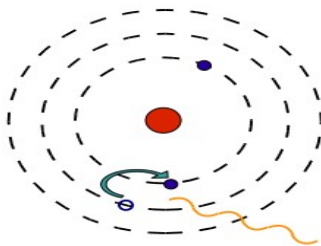
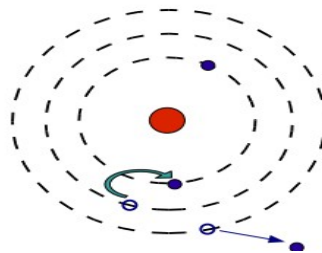


Figura 1.1- Absorção fotoelétrica

Após o fenómeno de absorção do fóton, o átomo, num estado excitado, regressa ao estado fundamental através da emissão de fótons de fluorescência ou electrões de Auger.



A- Emissão de radiação por fluorescência



B- Emissão de electrões de Auger

Figura 1.2- Emissão de radiação devido ao efeito fotoelétrico

A fracção de ionizações que resultam na emissão de fotões de fluorescência é designado de rendimento de fluorescência. O rendimento de fluorescência da camada K é dado por

$$\omega_k = \frac{\text{número de fotões } k}{\text{número de vagas } K} \quad (1.2)$$

No efeito fotoeléctrico há radiação característica X que se pode escapar .

\bar{E}_k , \bar{E}_L correspondem a energia média dos fotões de fluorescência da camada K, L, etc...

ω_k, ω_L são os rendimentos de fluorescência (electrões de Auger contam para a energia depositada) τ_K e τ_L correspondem aos coeficientes de interacção.

Como $\tau = \frac{N_A \rho \delta^{foto}}{A}$ os coeficientes parciais são proporcionais às secções eficazes de absorção de cada uma das camadas :

$\frac{\tau_k}{\tau}$ é a % de absorção por efeito fotoeléctrico na camada K, ω_k é a % de emissão de radiação

X devida a transições de electrões para a camada K.

$\frac{\tau_k}{\tau} \omega_k$ é a probabilidade de emissão de um fotão X numa transição K.

Relativamente ao total da energia $h\nu$ do fotão, a % de energia emitida sob a forma de radiação característica é $\bar{E}_k/h\nu$.

Relativamente a todos os casos possíveis $\text{fracção emitida} = \frac{\tau_k}{\tau} \frac{\bar{E}_k}{h\nu} \omega_k + \frac{\tau_k}{\tau} \frac{\bar{E}_k}{h\nu} \omega_L \dots = \frac{\delta}{h\nu}$

em que δ é a energia média emitida por fluorescência por cada fotão absorvida de energia $h\nu$.

Nos tecidos biológicos esta fracção é pequena ω_k, ω_L são pequenos e $\bar{E}_k \sim 0.5 \text{ keV}$.

1.2- Efeito de Compton

Neste efeito o fóton interage tipicamente com um electrão periférico do átomo mas cede uma parte de sua energia, resultando assim na emissão de um fóton com energia menor e que continua sua trajectória dentro do material mas noutra direcção [LER04].

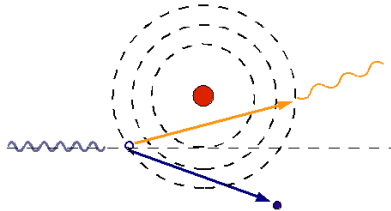


Figura 1.3- Efeito de Compton

Como a transferência de energia depende da direcção do electrão emergente e sendo esta aleatória, um fóton de energia fixa podem resultar electrões com energia variando de zero até um valor máximo.

O efeito de Compton é predominante para energias intermediárias (100 keV- 1 MeV). Para energias baixas (keV) o fóton disperso leva consigo uma fracção apreciável da energia incidente. Isso já não é verdade para altas energias. Isto significa que para energias baixas a fracção de energia directamente depositada numa única interacção de Compton (i.e. passada ao electrão) é pequena.

A energia do fóton disperso é função da energia do fóton incidente, tendo-se

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + h\nu/m_e c^2 (1 - \cos\theta)} \quad (1.3)$$

Podemos dividir a secção eficaz de Compton em dois termos em que um dá conta da absorção de energia (passada para o electrão) enquanto que o outro termo dá conta da probabilidade de transferir energia para o fóton disperso.

$$\sigma^c = \sigma_a^c + \sigma_s^c \quad (1.4)$$

Onde a absorção é dada por : $\sigma_c^a = \left(\frac{\overline{T}}{h\nu}\right) \sigma_c^c$

E a dispersão é dada por: $\sigma_s^c = \left(\frac{h\nu'}{h\nu}\right) \sigma_c^c$

onde $h\nu$ é a energia do fóton incidente, T é a energia cinética do electrão e $h\nu'$ é a energia do fóton disperso. Para cada evento tem-se que $h\nu = h\nu' + T$.

A secção eficaz de Compton é aproximadamente constante para energias baixas (até ~100 keV, domínio da radiologia). Diminui bastante para altas energias (> 1 MeV) onde a criação de pares torna-se dominante. A secção eficaz de Klein-Nishina é dada por electrão, logo é independente de Z . A secção eficaz atómica é Z vezes a secção eficaz de Klein-Nishina.

$$\sigma_{atom}^c = Z\sigma_{ele}^c \quad (1.5)$$

1.3- Produção de pares

Trata-se de uma das formas predominantes de absorção de radiação electromagnética de alta energia, também conhecida como formação de par electrão-positrão e que ocorre quando fótons de energia superior a 1,02 MeV passam próximo do núcleo interagindo com um campo eléctrico nuclear colombiano. Nesta interacção, o fóton dá origem a um par electrão-positrão $e^+ + e^- + E$

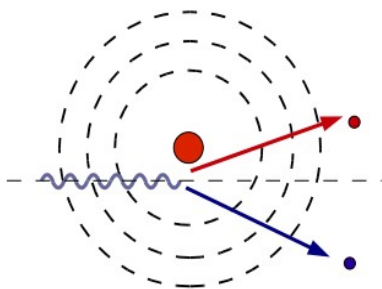


Figura 1.4- Produção de pares

Também é possível a interacção com os electrões atómicos, resultando na ejeção desse electrão: emissão de um tripleto $e^+ e^- e^-$.

A secção eficaz da produção de pares varia com Z^2 enquanto que a secção eficaz atómica da produção de tripletos varia com Z [TUR07].

Capítulo II - Grandezas fundamentais em Dosimetria

A aplicação das recomendações da Comissão Internacional sobre Unidades e Medidas de Radiação (ICRU) requer um amplo conhecimento de uma variedade de grandezas e conceitos, de salientar que muitas destas são utilizadas em diversos campos da ciência. Certas grandezas são utilizadas exclusivamente no domínio da protecção radiológica e que contêm factores de ponderação que permitem contemplar diferentes tipos de energia da radiação incidente sobre um corpo, bem como levar em conta a radiosensibilidade relativa dos diferentes tipos de tecidos do organismo.

2.1- Fluência

A fluência é uma grandeza que pretende caracterizar o campo de radiação quanto ao número de partículas que atravessam uma determinada região do espaço. A fluência é definida como sendo o quociente:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (m^{-2}) \quad (2.1)$$

Onde dN é o número de partículas incidentes numa esfera de secção recta da [SHA01] .

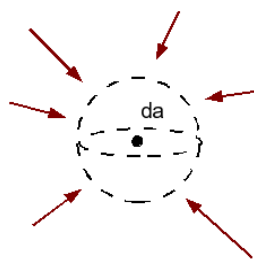


Figura 2.1 Radiação incidente numa esfera de secção recta da

Para definição de fluência não importa a direcção da partícula (dai usar-se a esfera). A definição aplica-se a qualquer tipo de partícula ou feixe. Define-se taxa (ou débito) de fluência como sendo:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN}{da} \right) \quad (m^{-2} s^{-1}) \quad (2.2)$$

De salientar que alguns autores consideram a taxa de fluência como a grandeza fundamental em vez da fluência porque os feixes são dinâmicos e trata-se de uma grandeza medida num dado intervalo de tempo.

2.2- Fluência energética

Para um feixe de partículas monocromático define-se a fluência energética como a razão:

$$\Psi = \frac{dR}{dA} = E \frac{dN}{da} \quad (Jm^{-2}) \quad (2.3)$$

em que dR é a energia radiante que entra numa esfera de secção recta da . A energia radiante R é basicamente a energia cinética E das partículas que estamos a contabilizar na fluência. Para a energia radiante excluimos a energia devida à massa das partículas.

Defini-se taxa de fluência energética como sendo :

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(E \frac{dN}{da} \right) \quad (Jm^{-2} s^{-1}) \quad (2.4)$$

Seja a distribuição diferencial da fluência em função da energia E das partículas dada por

$$\Phi_E = \frac{d\Phi(E)}{dE} \quad .$$

Então a fluência integrada será:

$$\Phi = \int_0^{E_{max}} \Phi_E dE \quad (2.5)$$

e para fluência energética têm-se

$$\Psi_E = E \Phi_E \quad (2.6)$$

e o valor integral obtém-se como

$$\Psi = \int_0^{E_{max}} E \Phi_E dE \quad (2.7)$$

A energia média (ou “efectiva”) pode ser calculada usando a distribuição da fluência:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{max}} E \Phi_E dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E dE} \quad (2.8)$$

Podemos contudo pensar em obter o valor médio da energia com base numa outra distribuição, como seja a de fluência energética.

$$\bar{E}' = \frac{\int_0^{E_{max}} E^2 \Phi_E dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E dE} \cdot \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_E dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E dE} = \frac{\overline{E^2}}{\bar{E}} \quad (2.9)$$

Pelo que verificamos que só no caso em que $\overline{E^2} = \bar{E}^2$ podemos ter $\bar{E}' = \bar{E}$ [POD05].

2.3- Exposição

Em 1928, foi adoptado o Roentgen (R) como unidade de Exposição, ou seja, a quantidade de radiação X que produzia uma unidade electrostática de carga (por definição é igual a $3,34 \cdot 10^{-10}$ C) em um centímetro cúbico de ar, em condições normais de temperatura e pressão (STP). Mais tarde, essa definição foi alterada, de maneira a ser relacionada à massa de ar, em vez do volume (1 cm^3 de ar = 0,001293 g), englobando, também, a radiação gama. Como a unidade posteriormente empregada no Sistema Internacional para Exposição é o Coulomb/quilograma (C/kg), tem-se que $1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C kg}^{-1}$.

Podemos assim, definir a expressão da exposição pelo que foi descrito a cima pela seguinte fórmula:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (2.10)$$

Onde dQ é o valor absoluto das cargas de iões de um sinal produzidas no ar, quando todos os electrões (ou iões) libertados por esses fotões na massa dm, são completamente parados.

Todos os electrões secundários devem parar no ar para a definição poder ser aplicada. A ionização produzida por raios-X de radiação de travagem emitida durante o processo não deve ser contabilizada [TAU03].

2.3.1- Relação entre exposição e fluência

Seja um feixe fino, que atravessa uma região do espaço. A variação da fluência por unidade de comprimento é dada por :

$$\frac{d\Phi}{dl} = -\mu \Phi \Leftrightarrow \frac{d}{dl} \left(\frac{dN}{da} \right) = -\mu \Phi \Leftrightarrow \frac{dN}{dV} = -\mu \Phi \quad (2.11)$$

Onde μ é o coeficiente linear de atenuação como $dm/dV = \rho$ vem :

$$\frac{dN}{dm} \frac{dm}{dV} = -\mu \Phi \Leftrightarrow \frac{dN}{dm} = -\frac{\mu}{\rho} \Phi \quad (2.12)$$

Se a energia de cada fotão for E , a energia transferida para o gás será $E\xi dN$, em que ξ é a percentagem de energia cedida aos electrões do ar por uma das interacções possíveis. O número de

cargas eléctricas (pares iões-electrões) dn produzidas com essa energia será igual a $dn = \frac{E\xi}{W} dN$

em que W é a energia média necessária para criar um par ião-electrão. A carga de um sinal transportada será assim

$$dQ = edn = \frac{e}{W} E \xi dN \quad (2.13)$$

assim, a exposição

$$X = \frac{dQ}{dm} = \frac{e}{W} E \xi \frac{dN}{dm} = \frac{e}{W} E \xi \frac{\mu}{\rho} \Phi \quad (2.14)$$

o produto $\xi \frac{\mu}{\rho}$ para um determinado processo de interacção é igual ao coeficiente mássico de absorção, pelo que tomando em consideração todos os processos de interacção tem-se

$$X = \frac{e}{W} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} E \leftrightarrow X = \frac{e}{W} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} \Psi \quad (2.15)$$

Note-se que se usa $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air}$ em vez de $\frac{e}{W} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air}$ pois energia perdida por radiação de travagem pelos electrões não é levada em conta na definição da exposição. Se o feixe for policromático há que fazer a integração no espectro de energia:

$$X = \frac{e}{W} \int \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} \Psi_E dE \quad (2.16)$$

2.4- O kerma

O Kerma (*Kinetic energy released per unit of mass*), energia cinética liberada por unidade de massa, é definido como:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2.17)$$

onde dE_{tr} é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas libertadas por partículas ionizantes sem carga eléctrica, no volume de massa dm [IEA07].

A unidade do kerma é J/kg, ou seja, gray (Gy). O conceito de kerma engloba a energia recebida pelas partículas carregadas, normalmente electrões resultado de ionização, sendo que estes electrões podem dissipá-la em colisões sucessivas com outros electrões ou na produção de radiação de travagem (bremsstrahlung). Assim podemos separar o kerma em duas componentes,

$$K = K_c + K_r \quad (2.18)$$

onde K_c é o Kerma de colisão quando a energia é dissipada localmente, por ionizações e/ou excitações, e K_r o kerma de radiação, quando a energia é dissipada longe do local de incidência, por meio de emissão de raios -X.

2.4.1- Kerma e fluência energética

Seja $\Psi = E\Phi$ a fluência energética de um feixe fino de fótons. A variação da fluência energética por unidade de comprimento é dada por:

$$\frac{d\Psi}{dl} = -\mu\Psi \leftrightarrow E \frac{d}{dl} \left(\frac{dN}{da} \right) = -\mu\Psi \leftrightarrow \frac{EdN}{dV} = -\mu\Psi \quad (2.19)$$

onde μ é o coeficiente de atenuação linear

Como $\frac{dV}{dm} = \frac{1}{\rho}$ vem

$$\frac{E\zeta dN}{dV} \frac{dV}{dm} = -\frac{\mu_{tr}}{\rho} \Psi \leftrightarrow \frac{E\zeta dN}{dm} = -\frac{\mu_{tr}}{\rho} \Psi \leftrightarrow K = \frac{\mu_{tr}}{\rho} \Psi \quad (2.20)$$

onde ξ é a percentagem de energia transferida para o electrão [WPS02].

2.4.2- Kerma e exposição

A exposição é dada por

$$X = \frac{e}{W_{air}} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} \Psi$$

mas $\mu_{en} = \mu_{tr}(1 - g)$ pelo que também podemos escrever a exposição em função dos coeficientes mássicos de transferência:

$$X = \frac{e}{W_{air}} (1 - g) \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air} \Psi$$

ou

$$X = \frac{e}{W_{air}} (1 - g) K_{air} \quad (2.21)$$

Concluimos que a exposição é directamente proporcional ao kerma medido no ar. O factor g só tem um valor significativamente diferente de zero para fotões incidentes de energias elevadas. Para energias da ordem das do Co-60 temos $g \sim 0.3\%$.

Para a região de kilovoltagem a câmara de ar-livre o instrumento padrão para a determinação do Kerma onde se tem

$$K_{air} = \frac{XW_{air}}{e} \quad [ATT04]. \quad (2.22)$$

2.5- Definição de dose absorvida

O conceito de Dose D , foi introduzido para representar a energia média depositada pela radiação incidente em um volume elementar de matéria de massa Δm .

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad (2.23)$$

onde $d\bar{\varepsilon}$ é a energia média transmitida por partículas ionizante a um material de massa dm .

A unidade da dose é o $J/kg = Gy$ (gray) e o $rad = 1 \text{ erg/g} = 10^{-2} \text{ Gy}$ [BOR05].

A dose pode ser medida directamente por métodos calorímetros (aumento de temperatura) mas é muito mais difícil, pouco sensível e requer grandes doses. De salientar que este método é usado apenas em alguns laboratórios primários.

2.5.1- Relação entre Kerma (*Kinetic Energy Released per unit of Mass*) e a Dose

Consideremos um caso sem radiação de travagem:

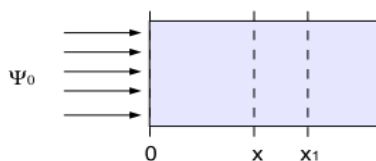


Figura 2.2- Interação do feixe de fótons com a matéria

A diferença fundamental entre o kerma e a dose absorvida reside no facto de a dose depender da energia média absorvida na região de interação enquanto que o kerma depende da energia total transferida ao material.

Estas condições estabelecem-se quando a energia depositada pelos electrões que entram num determinado volume é compensada pela energia que é transportada para fora do volume pelos

electrões que o abandonam. Tomemos como exemplo a figura 2.3 onde um feixe de fótons irradia de forma uniforme uma região V1 do espaço constituído por ar de densidade uniforme. A atenuação do feixe de fótons no volume V1 é desprezável, mas alguns dos electrões aí produzidos serão parados em V2. Por seu lado, os electrões libertados em V2 percorrem em parte do volume V2 mas também viajam para V1 deixando aí energia. Cada sub-volume igual V2 em V1 irá sofrer um processo semelhante. Por simetria, por cada electrão que sai de V2 para V1 há um electrão que entra em V2 vindo de V1. A ionização devida aos electrões que entram em V2 é equivalente à produzida pelos electrões que saem de V2 [NIL83], estando criadas as condições para o equilíbrio electrónico

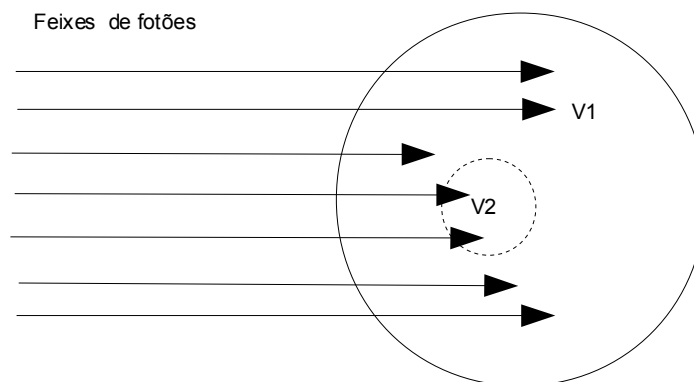


Figura 2.3- Estabelecimento das condições de equilíbrio electrónico num volume irradiado com um feixe de fótons

Capítulo III- Dispositivos para a medição da dose

3.1.- Câmaras de ionização

Câmaras de ionização são detectores gasosos nos quais as partículas ionizantes criam pares de electrão-ião. Os iões e os electrões são conduzidos por intermédio da aplicação de um campo eléctrico para os eléctrodos onde são colectados. Se aumentarmos o campo eléctrico, então os electrões terão energia suficiente para também ionizar os gases dos mesmos. Os detectores que utilizam este modo de operação são chamados de contadores proporcionais. Se aumentarmos ainda mais o campo eléctrico aplicado, como por exemplo num contador Geiger-Mueller, os electrões tornam-se tão energéticos que a sua interacção com o gás resulta na produção de cascatas de partículas secundárias com a produção de raios-X característicos.

A escolha do gás utilizado pela câmara de ionização depende de vários factores, principalmente do objectivo a que se destina, e que de certo modo influencia o tempo e eficiência da recolha de carga. Deste modo quando se pretende uma câmara num modo contínuo opta-se por ar que apresenta uma elevada radio-compatibilidade com a água, mas em situações menos comuns como seja a utilização de feixes pulsados deve-se optar por gases inertes devido ao menor tempo de recolha das cargas. Uma câmara de ionização, em sua forma simples, consiste num volume onde existem dois eléctrodos metálicos separados a uma distância D . Uma alta tensão é aplicada aos eléctrodos. Esta tensão é mantida por um circuito eléctrico externo. O número de electrões que atingem o ânodo depende do *design* da câmara de ionização, a natureza do volume sensível, da sua pureza e tensão aplicada. A produção total de cargas é afectada pelas recombinações dos iões no seu percurso em direcção ao ânodo e pela captura de impurezas electronegativas presentes no meio activo. A probabilidade de um electrão escapar a recombinação e captura aumenta com a tensão. Assim, o número de electrões colectados no cátodo aumentam com o aumento da tensão até atingir o ponto de saturação, e que todos os electrões produzidos são colectados[LERA04]. Esta é a região de trabalhos das câmaras de ionização que funcionam como dosímetro. As intensidades de correntes produzidas nas câmaras de ionização são diminutas (1 nA ou menor). É necessário evitar a todo o custo o aparecimento de correntes parasitas. Em qualquer desenho de uma câmara tem que existir um isolador entre os eléctrodos. O eléctrodo de guarda está segmentado e oferece um percurso alternativo às correntes parasitas nos isoladores. O circuito principal de que faz parte o eléctrodo central é afectado por uma parte muito mais pequena das correntes de fuga.

3.1.1- Câmaras cilíndricas

A câmara mais popular é a de $0,6\text{ cm}^3$, desenhada por Farmer e construída originalmente por Baldwin. Tem um comprimento útil de 25 mm e um diâmetro de 7 mm. As paredes são de um material com número atómico efectivo pequeno (água ou tecido equivalente). As paredes são finas $\sim 0,1\text{ g/cm}^2$. São acompanhados por um *build-up cap* com uma espessura de $(0,5\text{ g/cm}^2)$ para utilização em Co-60 (ou energias superiores). O eléctrodo é em geral de alumínio.

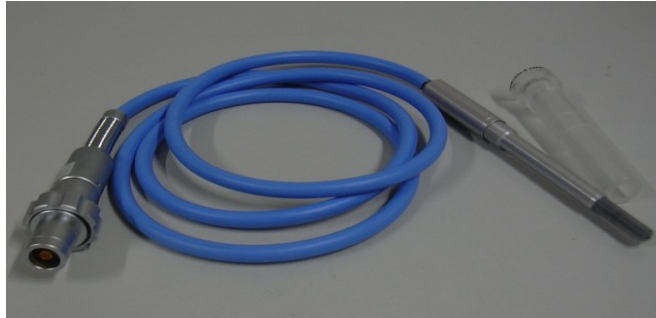


Figura 3.1- câmaras cilíndricas

3.1.2- Câmaras de pratos paralelos

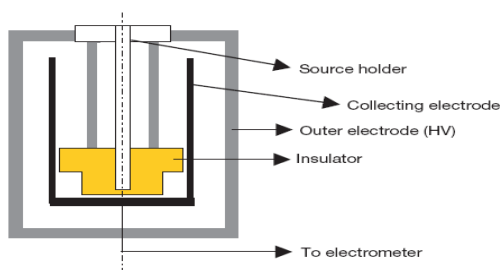
São especialmente usadas em feixes de electrões. Um dos pratos serve também de janela, o outro encontra-se no fundo da câmara. São também usadas em feixes mistos e gama de Megavoltagem para medida de dose à pele ou na região de build-up.



Figura 3.2- câmara de pratos paralelos

3.1.3- Câmaras do tipo poço

São usadas em braquiterapia para a medida de actividade de fontes radioactivas. Na braquiterapia as fontes de radiação são menos intensas que na radioterapia externa. Os volumes das câmaras têm que ser grandes (250 cm^3 ou mais) para ser obtida uma boa sensibilidade.



in “Radiation Oncology Physics”



Câmara de poço PTW especialmente desenhada

para fontes de ^{192}Ir guia PTW “Ionizing detectors” (<http://www.ptw.de>)

Figura 3.3- Câmaras do tipo poço

3.2- Dosímetros TLD

Os dosímetros TLD são utilizados em aspectos científicos e certos campos de aplicação como a protecção radiológica, radioterapia clínica, indústria, pesquisas aeroespacial. As características dos dosímetros de TLD são a sua boa reprodutibilidade, não serem higroscópicos, elevada sensibilidade para pequenos valores da dose. O material mais usado é o LiF por possuir um número atómico efectivo próximo da água. O tetraborato de Lítio é do ponto de vista das suas propriedades radiológicas mais equivalente ao tecido do que o LiF, mas absorve a humidade a partir da atmosfera. Por isso, é utilizado exclusivamente em raios-X. O sulfato de cálcio tem um número atómico efectivo de 15,6, portanto menor que o tecido equivalente, sendo o seu número atómico efectivo próximo do osso. É muito sensível e por isso é utilizado em Dosimetria de protecção. O fluoreto de cálcio tem um número atómico efectivo de 16,9 e também utilizado em dosimetria de protecção, sendo também bastante sensível. Os TLDs são dosímetros relativos e por isso têm que ser calibrados contra sistemas de calibração absoluta como a calibração da câmara de ionização.

Devido às suas pequenas dimensões, os TLDs são convenientes para medidas de distribuição de dose em Medicina e Biologia. A utilização dos TLDs em dosimetria de feixe de electrões é muito mais complicada que a dosimetria do fotão, devido à dependência na energia do feixe de electrão incidente. Assim que o feixe de electrões penetra dentro do material perde gradualmente sua energia, de tal modo que a dose e a energia varia com a profundidade do material, fazendo com que a medição precisa da dose com TLD seja difícil.

O desvanecimento (*fading*) é um fenómeno importante quando os dosímetros são utilizados em monitorização pessoal, na qual é feita a leitura do Dosímetro bastante tempo depois de ter ocorrido a irradiação. Para a maioria dos materiais usados como TLD este fenómeno é desprezável sendo a variação de dose medida de apenas alguns por cento sobre um intervalo de tempo de vários anos [SHAA01].

3.3- Dosimetria em filme

A dosimetria em filme continua presentemente a ser atractiva devido a sua elevada resolução espacial. A emulsão fotográfica é uma suspensão de pequenos cristais de prata em gelatina (brometo com pequena quantidade de iodeto). Quando as radiações ionizantes interagem com emulsão são produzidos lacunas e electrões na rede cristalina do brometo de prata. Quando os electrões caem em armadilhas da rede, as forças electrostáticas fazem com que os iões de prata se desloquem até estes, neutralizando-se e produzindo pequenas quantidades de prata metálica nos locais das armadilhas, constituindo pontos de imagens latentes. No processo de revelação, soluções de redutores orgânicos convertem os iões de prata em prata metálica, sendo este processo muito mais rápido com os iões situados em cristais com pontos de imagem latente. Escolhendo condições apropriadas para a revelação é possível diferenciar os cristais que foram irradiados dos que não foram e obter variações no número de cristais reduzidos para diferentes graus de irradiação. A imagem latente transforma-se numa distribuição de diferentes concentrações de prata. Esta distribuição é tomada definitiva com o fixador (tiosulfato de sódio) que dissolve o halogenato não reduzido. O filme fotográfico apresenta algumas limitações tais como não possibilitar a leitura em tempo real. Estes filmes têm vindo a ser abandonados na dosimetria sendo substituídos pelos filmes radiocrómicos [LIM09].

3.4- Filmes radiocrómicos

A introdução da dosimetria radiocrómica tem resolvido alguns problemas experimentados com dosímetros de filme convencionais. Têm uma ampla resolução espacial e contribuem para a execução de dosímetros ideais para medição de distribuição de dose em regiões de elevados gradientes de dose em campos de radiação. Os filmes radiocrómicos mais utilizados em aplicações médicas têm sido o *GafChromic RTQA-1010* e *GafChromic EBT2*. Os modelos *RTQA* e *EBT2* estão disponíveis em folhas e são otimizados para a medição de doses no intervalo dos 2 à 800 cGy. Filmes radiocrómicos tem vantagens significativas em relação as películas de prata: Tem uma resposta energética relativamente constante; são desenvolvidos de tal modo que eliminam variações introduzidas pelo processamento; não são sensíveis a luz visível, permitindo assim uma fácil manuseamento. O filme é fabricado a partir de materiais com baixo número atómico, de tal modo que não perturbe o feixe de radiação no mesmo grau que a película de prata [SHAB01].

3.5- Dosímetros semicondutores

O princípio de funcionamento dos detectores de semicondutor assenta na formação de pares electrões-lacunas cuja produção dá origem a um sinal eléctrico mensurável. Num material semicondutor, por cada electrão excitado para a banda de condução é criada uma lacuna na banda de valência cuja mobilidade é uma fracção da do electrão. Nesta situação pode haver condução de corrente eléctrica quando o campo eléctrico é aplicado. Todavia, a condutibilidade eléctrica é menor do que a dos metais e depende da temperatura. Um semicondutor que se encontre livre de impurezas, apresenta um número igual de electrões na banda de condução e de lacunas na banda de valência uma vez que a excitação de electrões é feita termicamente e existe uma relação de um-para-um entre electrões e lacunas. Diz-se que um semicondutor com estas características é intrínseco. A dopagem dos semicondutores puros por impurezas apropriadas permite que se obtenham situações em que a relação anterior não se verifica podendo haver excesso de electrões ou excesso de lacunas. Os materiais assim obtidos são designados por semicondutores do tipo n ou por semicondutores do tipo p, respectivamente. Um semicondutor que apresenta duas regiões adjacentes, uma p e uma n, revela propriedades adequadas ao uso como detector de radiação. Na zona de junção verifica-se difusão de electrões da zona n para a p e de lacunas de forma inversa. Este processo leva ao aparecimento de uma diferença de potencial na junção p-n. Junto à junção dos

dois tipos de semicondutores, é criada uma zona de depleção em que existe equilíbrio de cargas. A zona de depleção tem características favoráveis como meio de detecção de radiação na medida em que qualquer electrão criado nesta zona é conduzido para a região n e qualquer lacuna criada será conduzida para a região p. No entanto, para uma junção p-n não polarizada na zona de depleção é pequena e a capacitância da junção é elevada, além de que o campo eléctrico espontâneo gerado tem uma intensidade pequena não permitindo que as cargas se movam rapidamente. Por estas razões, a junção p-n é geralmente polarizada para ser usada como detector de radiação [LIM08].

Para serem usados como dosímetros os detectores semicondutores devem apresentar uma sensibilidade intrínseca independente da qualidade do feixe de radiação. Assim a sensibilidade de um semicondutor deve ser o mais constante possível.

Capítulo IV- Caracterização do feixe de raios- X

Neste trabalho iremos utilizar feixes de raios-X para efectuarmos o estudos das características dosimétricas de um tipo de fotodíodo de silício PIN. É pois importante conhecermos também as características dos feixes que iremos utilizar. Os raios-X que iremos utilizar estão compreendidos dentro do intervalo de energias que usualmente é utilizado em radiologia de diagnóstico e que estão compreendidos entre os 15 e 150 keV. Presentemente e de um modo geral, os raios- X usados para fins de diagnóstico médico são produzidos por bombardeamento de eléctrodos metálicos com feixes de electrões de elevada energia cinética. Na ampola, onde se faz um vazio elevado ($< 10^{-6} mm Hg$), existe um filamento de tungsténio, um dispositivo de focagem e um ânodo, que habitualmente poderá ser de molibdnénio, ródio ou tungsténio. A figura 4.1 mostra, uma fotografia de uma ampola de raios-X. O filamento D é levado ao rubro, por efeito de Joule, produzido pela corrente eléctrica que o atravessa. Entre o ânodo e o filamento é aplicada uma diferença de potencial eléctrico que, nas aplicações em diagnóstico radiológico poderá tipicamente ir até aos 150 kV. Os electrões emitidos do filamento por efeito termoiónico são acelerados no campo eléctrico existente entre o cátodo e o ânodo. Devido a acção do eléctrodo de focagem os electrões são dirigidos sobre uma área mínima do ânodo, chamada foco, idealmente pontual, dissipando aí a sua energia cinética [DRO10] e produzindo radiação de travagem.

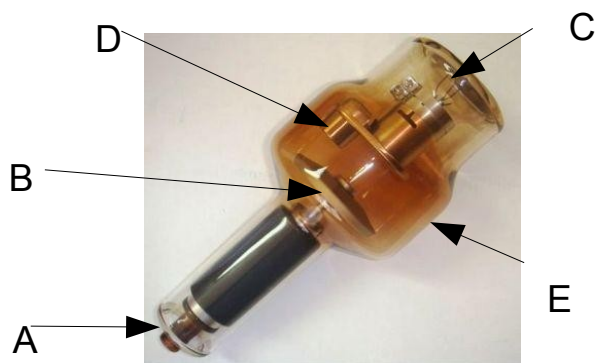


Figura 4.1- Ampola de raios-X, A-ânodo; B- Alvo; C- Cátodo, D- Filamento de Tungsténio, E- Ampola de vidro sob vácuo

O espectro de radiação produzido por um tubo de raios-X é policromático, pelo que não é possível caracterizá-lo de forma completa usando apenas um conjunto pequeno de factores. Contudo, e dada a impossibilidade prática de na generalidade dos casos de se ter acesso directo ao espectro de energia produzido pelo tubo, procura-se categorizar os feixes de raios-X em termos de qualidade de feixe, através de um pequeno conjunto de parâmetros. Para a especificação da qualidade de feixe entra a especificação do material do ânodo, respectivo ângulo de inclinação, potencial acelerador e filtração adicional introduzida no percurso do feixe. Uma grandeza que é muitas vezes usada para a caracterização dos feixes de raios-X é o Half Value Layer (HVL) pois trata-se de uma grandeza que é possível de determinar através de medidas de atenuação do feixe utilizando filtros de espessura conhecida. Para um feixe monocromático podemos definir o HVL a partir da lei de atenuação exponencial

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.1)$$

onde I_0 é a intensidade do feixe à entrada do filtro de espessura x . O coeficiente de atenuação linear μ depende do material e da energia média dos fotões, diminuindo quando a energia destes aumenta. Os fotões de alta energia dizem-se duros por serem muito penetrantes. Em oposição, os raios X de baixa energia, pouco penetrantes, são conhecidos por raios moles.

Num feixe monocromático a espessura de um material capaz de reduzir a metade da intensidade de um feixe de fotões é, por definição o HVL.

Considerando a equação 4.1, $I = \frac{I_0}{2}$ e fazendo $x = \text{HVL}$ se obtém

$$\frac{1}{2} = e^{-\mu \text{HVL}} \quad \text{donde por aplicação de logaritmos naturais, vem}$$

$$\text{HVL} = \frac{\ln(2)}{\mu} \quad (4.2)$$

Esta equação em rigor só é aplicável a feixes monoenergéticos.

No caso de um feixe policromático a situação é mais complicada pois a curva de atenuação já não é exponencial, devido ao facto de cada componente do espectro de energia ter um coeficiente linear de atenuação diferente. Neste caso o HVL é definido como o valor necessário para reduzir a metade o valor do kerma K medido em ar dado por

$$K = \int E \frac{d\Phi(E)}{dE} \left(\frac{\mu_r(E)}{\rho} \right) \exp(-\mu(E)x) dE$$

Notemos que como nesta definição de HVL entra a quantidade kerma, será necessário dispor de um dosímetro para a realização da medida do HVL. Num feixe policromático o valor necessário para atenuarmos o feixe de metade da sua intensidade inicial para um quarto dessa intensidade já não é igual ao HVL mas será em geral superior devido ao endurecimento do feixe (atenuação mais rápida das componentes de baixa energia).

O HVL pode ser determinado experimentalmente por ajuste de pontos de curvas de atenuação do kerma e computacionalmente recorrendo a um dos programas que simulam a produção de raios-X. Um desses programas é o Speckcalc desenvolvido por G.Poludniowski e P.M. Evans [IOP09]. O Speckcalc permite ao utilizador calcular e guardar a energia do espectro de raios-X emitidos a partir do ânodo de tungsténio. Para tal, o utilizador selecciona a energia do feixe em keV, o ângulo do ânodo e o tipo de filtração. O Speckcalc apresenta valores calculados do HVL, da energia média do espectro, energia efectiva para filtros de alumínio e de cobre. O valor da energia efectiva é definido como a energia de um feixe monoenergético que teria o mesmo valor de HVL para uma filtração de alumínio (ou cobre) que o feixe policromático. O programa fornece também o valor do output em *bremsstrahlung* e raios X característicos em $\mu\text{Gy/mAs}$ a 1 metro de distância.

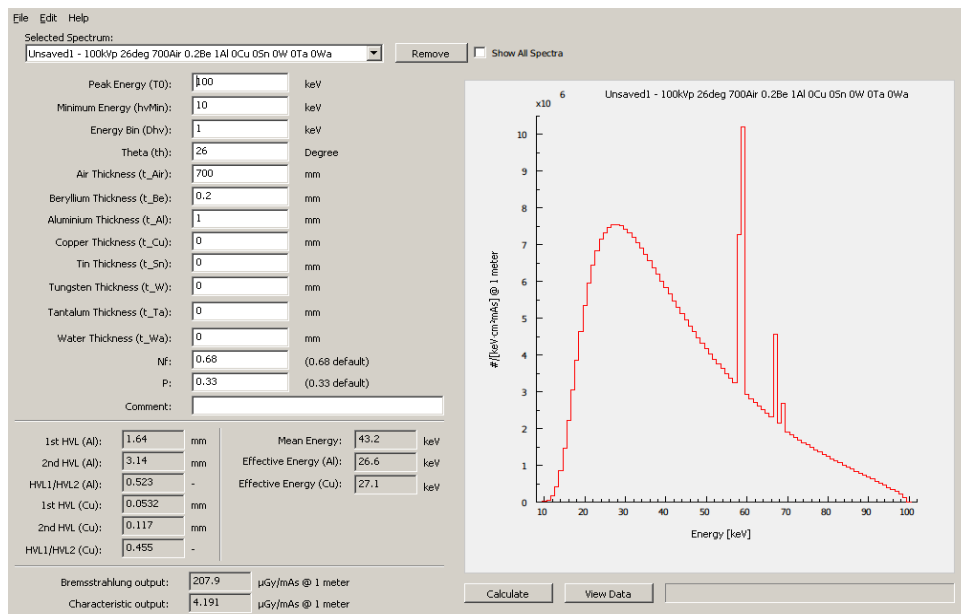


Figura 4.2- Janela específica para o cálculo do HVL

Capítulo V- Estudo das características do semiconductor PIN a utilizar no dosímetro

Os fotodíodos podem ser utilizados como dosímetros pelo facto de serem sensíveis à radiação ionizante. Neste trabalho foi realizado o estudo para efeitos dosimétricos dos fotodíodos semicondutores PIN S1337 da Hamamatsu. Estes fotodíodos apresentam um conjunto de dimensões disponíveis entre alguns mm^2 até cm^2 podendo ser adaptados a várias aplicações. Neste trabalho iremos fazer o estudo de um dos fotodíodos da série S1337 e os resultados obtidos servirão como indicadores para o estabelecimento de um candidato para a construção de um dosímetro semiconductor PIN.

O fotodíodo escolhido no nosso estudo é o S1337-66 BR da Hamamatsu que tem uma estrutura cerâmica de 10,1 mm de comprimento e 8,9 mm de largura. No centro tem uma janela feita a base de resina epoxy e possui uma área activa de 33,64 mm^2 (Figura 5.1). Os terminais do fotodíodo são conectados com um material feito à base de chumbo [HAM11].

O fotodíodo S1337-66 BR possui uma semi-saliência num dos lados indicando o terminal do ânodo .

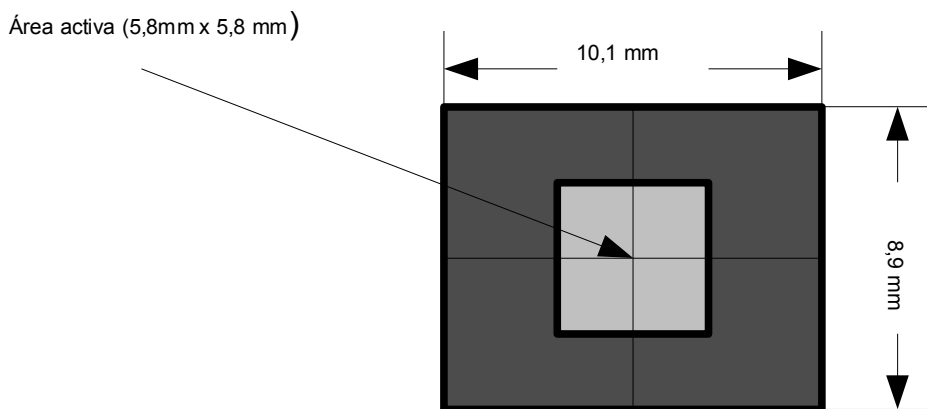


Figura 5.1- Esquema do fotodíodo S1337- 66 BR

5.1- Estudo da resposta do fotodíodo em função da dose

Para o estudo da variação da resposta do fotodíodo com a dose nele depositada utilizou-se o dispositivo esquematizado na figura 5.2.

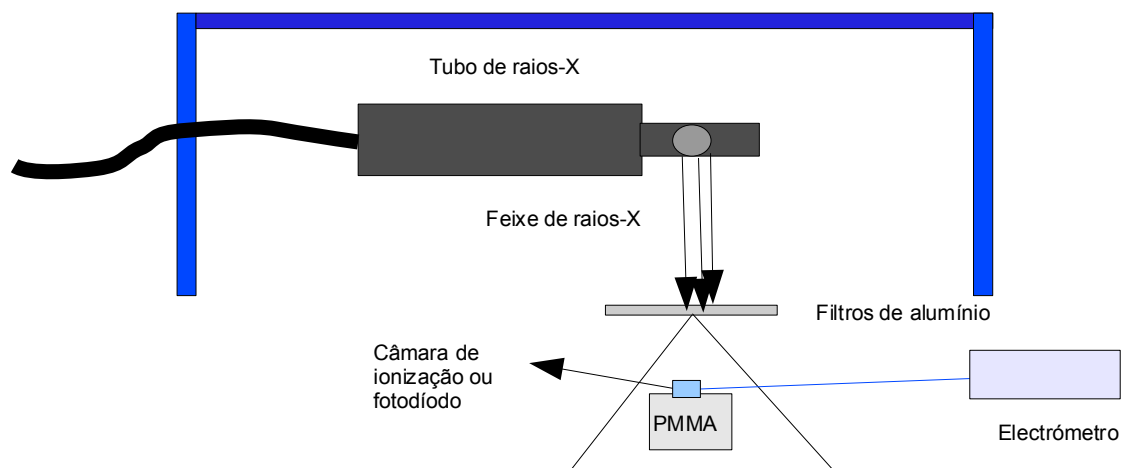
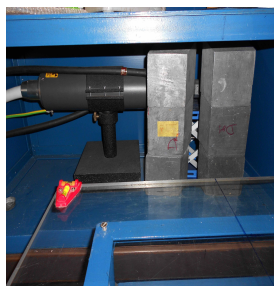


Figura 5.2- Esquema experimental para a determinação da dose

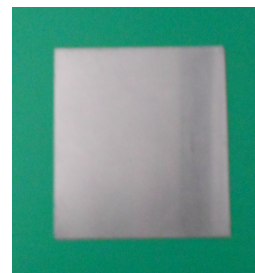
Os testes experimentais foram realizados com uma fonte de raios-X (figura 5.3a) PHILIPS PW2184/00 com a possibilidade de gerar radiação X entre os 20 e 100 kVp. Como filtros adicionais utilizaram-se filtros de alumínio de pureza 99,9%. O fotodíodo foi colocado num suporte de acrílico dentro de um fantoma de PMMA.

Numa primeira fase fez-se a medição da dose com uma câmara de ionização PTW M23342-1407 do tipo de faces paralelas, que foi ligada a um electrómetro UNIDOS E da PTW. A câmara de ionização é usada para a obtenção da dose absoluta no ponto onde depois será colocado o dosímetro semicondutor PIN; numa segunda fase fez-se a medição do sinal dado por um dosímetro semicondutor PIN. A carga eléctrica produzida no fotodíodo foi também lida por um electrómetro UNIDOS E da PTW, não sendo o fotodíodo polarizado (modo fotovoltáico). Este procedimento tem a vantagem de apresentar uma corrente de fuga do fotodíodo (corrente inversa) que no limite teórico é nula porque não há tensão aplicada. Assim é conseguida uma corrente de fundo muito pequena.

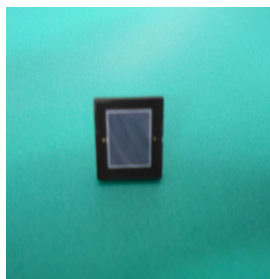
O fantoma foi colocado a uma distância de 70 cm da janela de saída do tubo de raios-X. Para se obterem diferentes valores de dose para um mesmo kVp, variou-se o valor da intensidade da corrente do tubo de raios-X em 10 mA, 20 mA, 30 mA, 40 mA e 50 mA. Com o objectivo de utilizarmos diferentes qualidades de feixe utilizaram-se filtros de alumínio de 0,5 mm de 20 kVp a 40 kVp, 1 mm de 50 a 60 kVp e 4 mm de 70 a 100 kVp. Fizeram-se medidas da carga produzida no fotodetector com tempos de integração de 30 segundos utilizando-se um electrómetro UNIDOS E da PTW. O processo de irradiação foi idêntico para o semicondutor e câmara de ionização de forma a podermos fazer a correspondência entre o sinal medido no fotodíodo e a dose nele depositada.



(a) Tubo de raios-X



(b) Filtração (folhas de alumínio a 99,9 %)



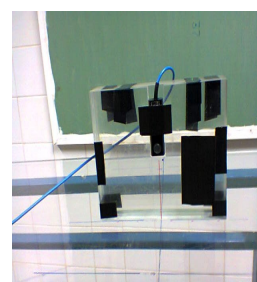
(c) Fotodíodo S1337-66 BR



(d) Câmara de ionização



(e) Electrómetro



(f) PMMA

Figura 5.3- Equipamento utilizado para efectuar medições da dose

Antes da realização das medições o campo de radiação foi devidamente alinhado entre a fonte de raios-X e o fotodetector ou câmara de ionização. O potencial e corrente da fonte de raios-X foi controlada por computador.

Na figura 5.4 são apresentados os resultados do sinal de carga recolhida no fotodíodo em função da dose medida na câmara de ionização. As curvas obtidas mostram uma clara correlação linear entre a dose e a carga produzida no fotodíodo S1337-66 BR.

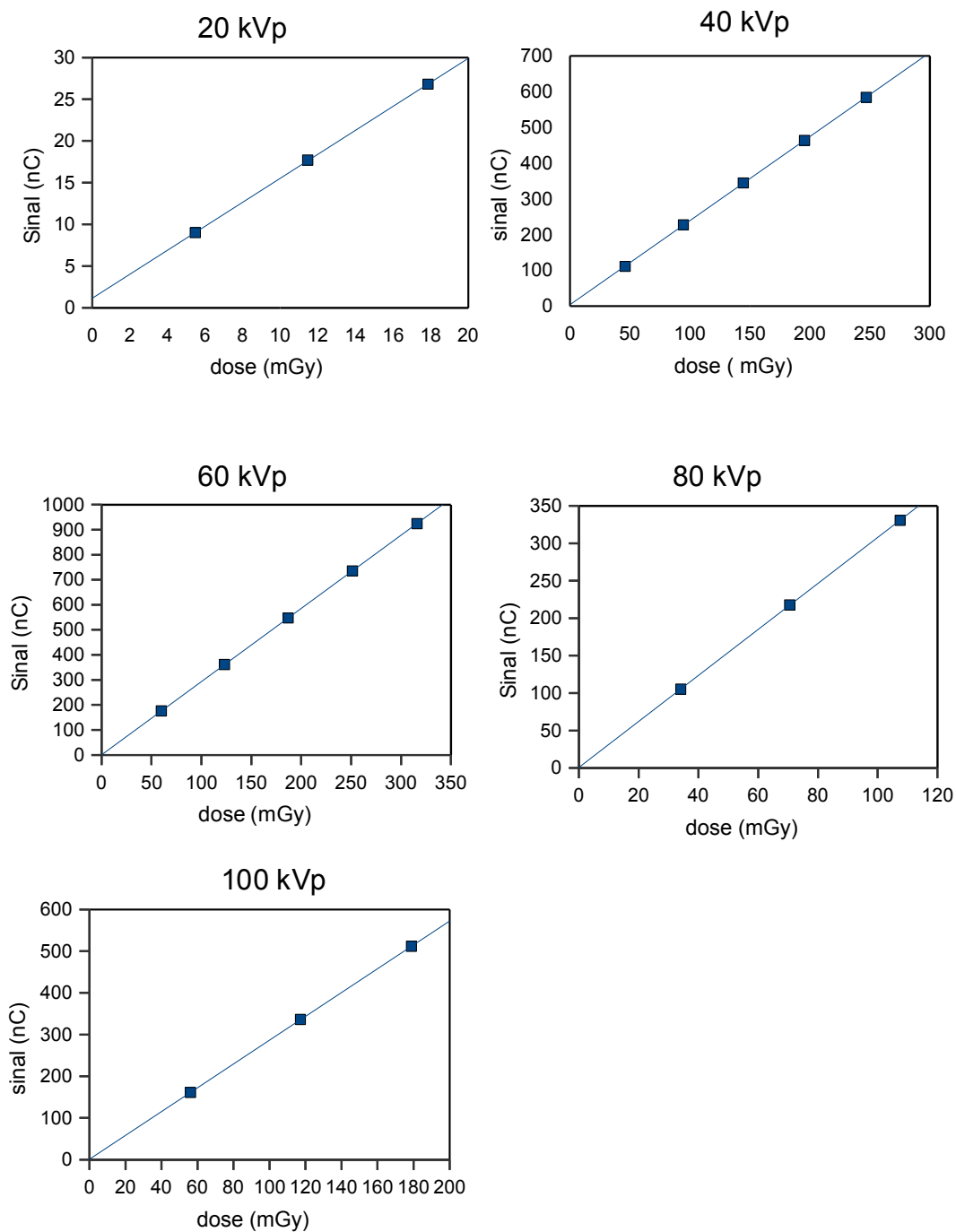


Figura 5.4- Relação entre a dose lida pela câmara de ionização e o sinal lido de um fotodíodo S1337-66 BR.

Através dos resultados obtidos verifica-se uma clara correlação linear entre a dose e a carga produzida no fotodíodo S1337-66 BR. A recta de regressão linear para todos os potenciais de pico com excepção de 20 kVp passam pela origem, o que permite concluir que a corrente de fundo produzida é mínima.

5.2- Estudo da dependência do sinal medido na posição do fotodíodo

Na literatura vem indicada a existência de uma dependência dos coeficientes de calibração de alguns sistemas dosimétricos baseados em semicondutores com a distância à fonte de radiação [KOY02]. Para verificarmos qual a dependência do sinal do fotodíodo com a distância fomos realizar medidas com a várias distâncias do sinal obtido e da dose fornecida. Assim colocámos o fotodíodo e a câmara de ionização (um de cada vez) dentro do mesmo fantoma de PMMA já utilizado e fizemos medições às distâncias de 40 cm, 70 cm e 100 cm para as tensões de 25 kV a 100 kV e intensidades de corrente de 10 e 20 mA. A câmara de ionização e o fotodíodo foram irradiados num período de integração de 10 segundos.

Como distância padrão utilizou-se os 70 cm e efectuou-se uma calibração da resposta do fotodíodo para os diversos valores do potencial de aceleração. Para cada valor desse potencial obteve-se os parâmetros da recta de calibração $D=mQ+b$ da dose D em função da carga Q medida no fotodíodo, para as intensidades de corrente de 10 e 20 mA. Tal como anteriormente a dose D foi obtida por uma câmara de ionização. As rectas de calibração assim obtidas podem agora ser utilizadas para convertermos as cargas Q medidas a 40 ou 100 cm de distância em valores de dose D a essas distâncias. Finalmente esses valores de dose D podem ser comparados com os valores de dose D' medidos com uma câmara de ionização a essas distâncias, através da relação $(D-D')/D'$.

A figura 5.5 mostra o desvio relativo entre o valor dado pelo fotodíodo e o da câmara de ionização para as distâncias de 40, 60 e 100 cm.

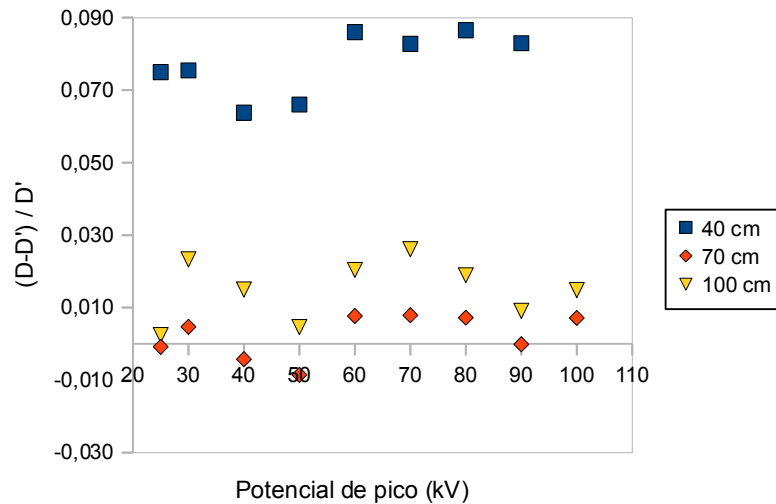


Figura 5.5- Desvio relativo entre valor lido pelo fotodíodo e o da câmara de ionização para as distâncias de 40, 60 e 100 cm

Para distâncias maiores o desvio é menor , ou seja para distância de 100 cm o desvio é inferior a 3% enquanto que para distâncias da ordem de 40 cm o desvio é inferior a 10%. Uma possível explicação para o maior desvio entre os valores medidos pela câmara e o fotodíodo a distâncias menores é a de um possível desalinhamento na colocação dos dois dispositivos relativamente ao feixe de radiação. Esse desalinhamento tem consequências mais graves no caso de distâncias menores devido à maior variação lateral da intensidade do campo de radiação. Além disso para grandes distâncias da janela do tubo de raios X a componente de baixa energia do feixe é também muito atenuada pelo próprio ar, deixando de ter importância para a dose medida.

5.3- Determinação experimental da sensibilidade do fotodíodo

Depois do estudo da linearidade entre a dose dada pela câmara de ionização, o sinal produzido pela fotodíodo S1337-66 BR e a variação da dose com a distância, procedemos ao estudo da sensibilidade do fotodíodo. A sensibilidade pode ser definida como a razão entre a variação do sinal de carga produzido no fotodíodo pela variação da dose depositada no meio de referência (água ou ar) que para o caso em estudo foi medido pela câmara de ionização [WIL99]

$$S = \frac{\Delta Q_m}{\Delta D_{\text{água}}} \quad (5.1)$$

Utilizamos o dispositivo experimental já anteriormente descrito para fazermos a determinação da sensibilidade experimental do fotodíodo S1337-66 BR (figura 5.6) em função da energia do feixe para várias filtrações.

A sensibilidade experimental foi obtida colocando o fotodíodo S1337- 66 BR e a câmara de ionização em condições similares, uma de cada vez, a uma distância fixa de 70 cm tendo-se realizado medidas para as corrente de 10 e 20 mA e qualidade de feixe de 30 à 100 kVp. Utilizou-se filtrações de alumínio com espessuras de 0,5; 1; 2; 4 mm para todos os valores de kVp. O sinal do fotodíodo S1337- 66 BR e da câmara de ionização foram lidas por intermédio de um electrómetro. Utilizou-se o mesmo procedimento da linearidade entre o sinal de carga produzido pelo fotodíodo e a dose dada pela câmara de ionização para a determinação da sensibilidade experimental. O declive da recta corresponde a sensibilidade experimental.

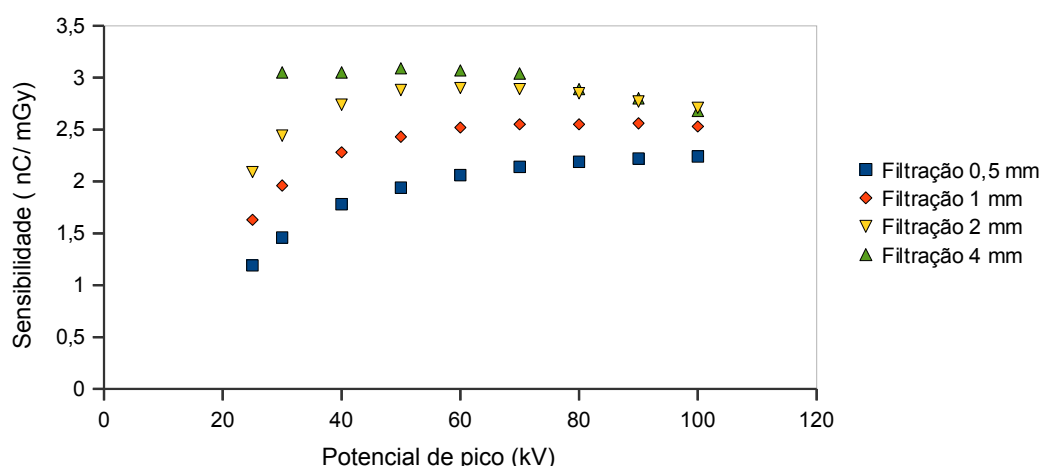


Figura 5.6- Sensibilidade experimental do fotodíodo S1337-66 BR em função do kVp

Para as filtrações de 0,5, 1 e 2 mm há uma dependência energética para os potenciais de 25 a 40 kVp com uma variação média de 40%, nesta condição o fotodíodo não pode ser utilizado como dosímetro. Para filtrações de 0,5, 1 e 2 mm dos 50 a 100 kVp são independentes da energia do feixe cuja variação é inferior a 9%. Quanto a filtração de 4 mm é praticamente independente da energia do feixe dos 25 a 70 kVp. Nestes intervalos em que o fotodíodo é independente da energia do feixe poderá servir como dosímetro.

5.4- Determinação da sensibilidade intrínseca do fotodíodo utilizando simulação Monte Carlo

O sinal produzido no fotodíodo vai depender de vários factores , sendo um deles a dose depositada no detector D_m . A sensibilidade poderá ser escrita como :

$$S = \frac{\Delta Q}{\Delta D_m} \frac{\Delta D_m}{\Delta D_{\text{água}}} = \alpha \frac{\Delta D_m}{\Delta D_{\text{água}}} \quad (5.2)$$

em que o parâmetro α é a sensibilidade intrínseca e a razão $\Delta D_m / \Delta D_{\text{água}}$ depende dos coeficientes mássicos de atenuação de cada material e da energia do feixe.

Para um feixe monocromático e em condições de equilíbrio electrónico, em que o kerma é igual à dose a razão $D_m / D_{\text{água}}$ é igual à razão dos coeficientes mássicos de absorção.

De facto tem-se:

$$K = E \Phi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (5.3)$$

A energia transferida por unidade de massa (kerma) a partir de uma fluência de feixe de fotões Φ e a energia do material E é dada por :

$$K = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) E \Phi \quad (5.4)$$

onde (μ_{tr}/ρ) é o coeficiente mássico de transferência de energia do material. Para baixas energias de feixe de fotões (abaixo da energia do ^{60}Co) (μ_{tr}/ρ) é aproximadamente igual ao coeficiente mássico de absorção de energia (μ_{en}/ρ) .

Para um feixe policromático é necessário calcular a integral do espectro de energia, deste modo o kerma será definido como sendo

$$K \approx \int \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) E \frac{d\Phi}{dE} dE . \quad (5.5)$$

A fluência energética Ψ para um feixe de fotões policromático num dado ponto é dada pela integral

$$\Psi = \int E \frac{d\Phi}{dE} dE .$$

Dividindo ambos membros da equação (5.5) por Ψ obtém-se

$$\frac{K}{\Psi} \approx \frac{1}{\Psi} \int \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) E \frac{d\Phi}{dE} dE$$

onde o membro direito da equação é o valor médio do coeficiente mássico de absorção de energia para aquele feixe de fotões

$$\overline{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)} \approx \frac{1}{\Psi} \int \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) E \frac{d\Phi}{dE} dE$$

Assim, o kerma será dado por:

$$K \approx \overline{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)} \Psi \quad (5.6)$$

Se a partícula carregada estiver em equilíbrio electrónico podemos assumir que o kerma é igual a dose depositada. Se a fluência energética for igual para dois materiais diferentes então a relação entre as doses é dada como sendo

$$D_m / D_w = \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_m / \left(\frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right)_w \quad (5.7)$$

Onde m, w são os índices dos diferentes materiais, silício e água respectivamente.

Na figura 5.7 apresentam-se os coeficiente mássicos de absorção para o silício e água e na figura 5.8 a sua razão em função da energia. No intervalo de energia de 30 a 100 keV esta razão apresenta uma variação de um factor de 4,20 [NIS11].

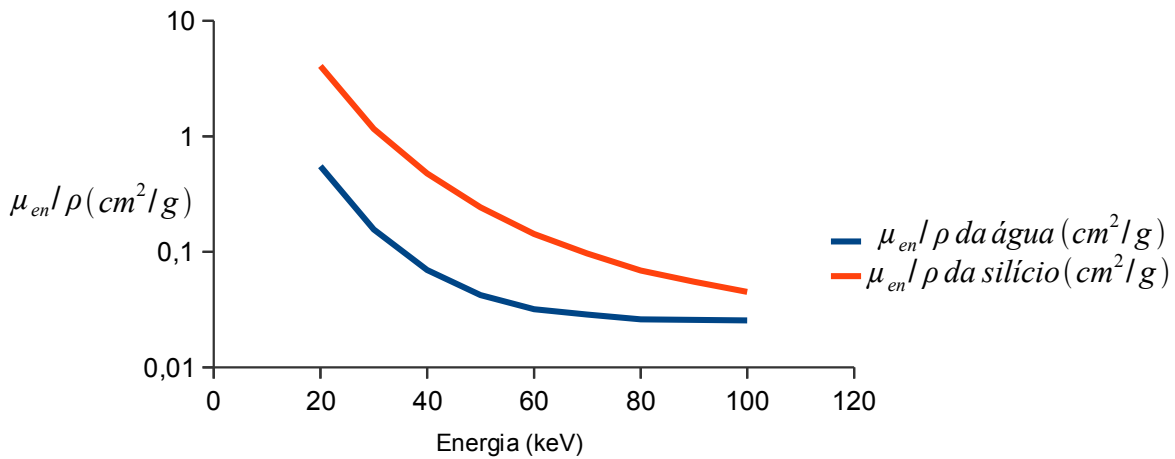


Figura 5.7- Coeficientes mássicos de absorção da água e do silício em função da energia (adaptado das tabelas do NIST)

Efectuando a razão entre os coeficientes mássicos de absorção da água e do silício para diferentes energias obtém-se o gráfico da figura 5.8.

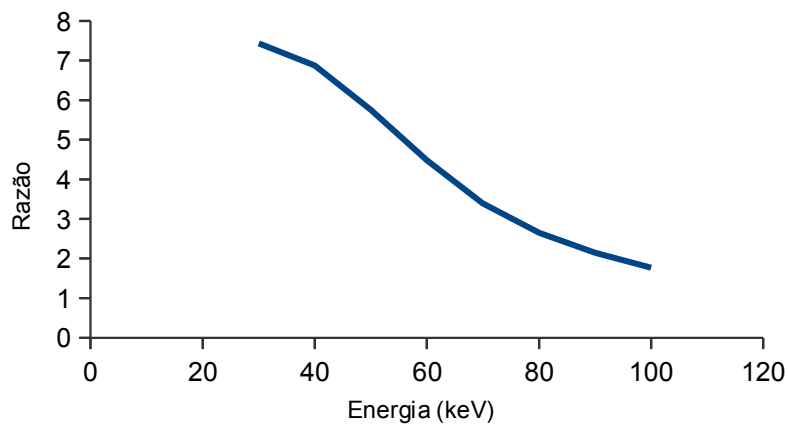


Figura 5.8- Razão entre os coeficientes mássicos de absorção de energia em função da energia do feixe de fótons

Para um feixe policromático a razão $\Delta D_m / \Delta D_{água}$ da equação 5.2 foi dada pelos resultados obtidos na simulação Monte Carlo utilizando o código PENELOPE.

5.5- Simulação Monte Carlo

A interacção da radiação com a matéria pode ser simulada utilizando o método de simulação Monte Carlo (MC), descrito como um método estatístico cuja característica principal é a utilização de técnicas de amostragem para se chegar à solução de um determinado problema físico. Numa simulação MC deve ser fornecido um conjunto de dados de entrada, os quais, em alguns códigos devem formar um ficheiro e em outros são introduzidos através de janelas de diálogo. Uma vez definida a geometria, a simulação pode começar. No caso de uma fonte de raios-X um fóton primário é emitido pela fonte. A direcção de voo inicial é escolhida aleatoriamente a partir da distribuição espacial do feixe ou fonte. Para um feixe policromático a energia do fóton é escolhida de acordo com o espectro de energia da fonte de fótons. O percurso livre de cada fóton num meio material é amostrado a partir de uma distribuição exponencial tendo em consideração o seu livre percurso médio. O ponto de interacção é determinado a partir da sua direcção de voo e das coordenadas de partida. Se o ponto escolhido está fora de um meio material, a história do fóton termina e o programa gera um novo fóton iniciando uma outra história. Se o ponto de colisão está no interior de um meio material então escolhe-se o tipo de interacção de entre os que são possíveis. Se a interacção escolhida for o efeito fotoeléctrico a maioria da energia do fóton é absorvida e a história do fóton primário termina. O programa poderá ainda seguir o fóton de fluorescência ou o electrão fotoeléctrico, dependendo dos cortes colocados em energia [LIMA08]. No caso de ser escolhida a dispersão de Compton o programa vai gerar um electrão disperso e um fóton disperso. Neste caso determina-se o percurso livre do fóton com energia restante, significa que se a energia do fóton disperso é menor que um determinado valor, ou seja uma energia de corte, então o fóton disperso é absorvido no ponto de colisão através do efeito fotoeléctrico e inicia-se uma nova história. Na difusão de Rayleigh o fóton é difundido de uma forma coerente pelos electrões atómicos sem ocorrência de excitação atómica. A difusão de Rayleigh é um processo pouco importante para energias elevadas(ie. da ordem ou superiores a dezenas de keV).

5.5.1- Código PENELOPE

O código escolhido para o cálculo da dose no detector de silício foi o código Monte Carlo PENELOPE que faz o transporte de fotões e electrões no intervalo de energias entre 250 eV e 1GeV. O transporte de electrões e fotões é feito através de um sistema de corpos de formas arbitrárias definidas pelo utilizador sendo cada um constituído por um meio homogéneo (*body*) limitadas por superfícies quadráticas. As bibliotecas de rotinas do programa PENELOPE estão escritas em linguagem Fortran [PEN08].

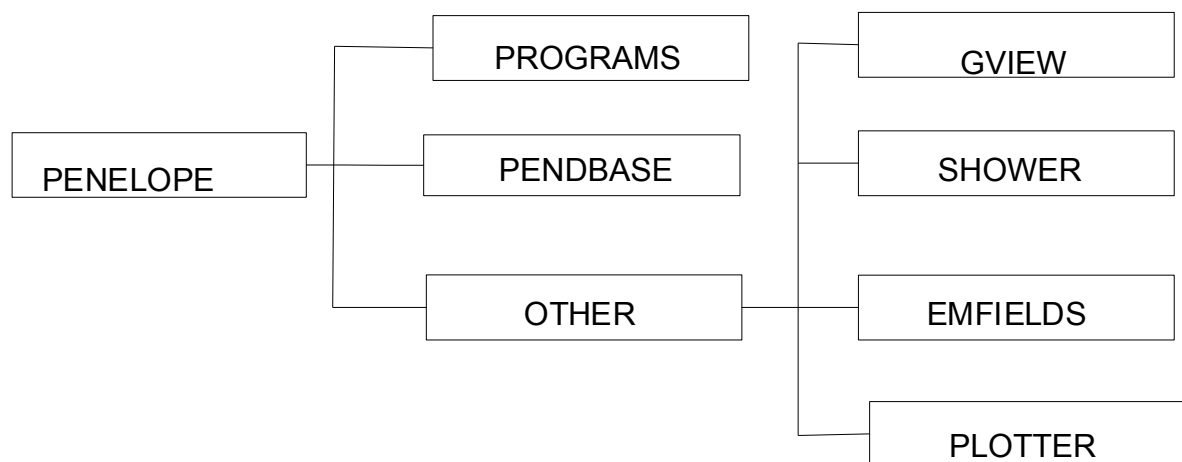


Figura 5.9 – Estrutura do PENELOPE

Tal como mostra a figura 5.9 o código PENELOPE dispõe de uma base de dados na pasta PENBASE a partir do qual com a ajuda do programa material.f podemos definir os materiais que pretendemos indicando a composição química, massa atómica relativa, densidade, energia de excitação média, etc.

O programa gviewc.exe permite a visualização da geometria (a versão existente corre apenas no sistema operativo Windows). O programa shower.exe permite-nos visualizar dos traços de partículas usando com cores pré- definidas.

5.6- Dispositivo experimental simulado para as medidas realizadas com fotodíodo S1337-66 BR

Para a simulação do dispositivo experimental utilizou-se a versão pencyl.f do código PENELOPE, que lida apenas com volumes cilíndricos. Esta aproximação contudo em nada altera as conclusões a retirar uma vez que as áreas e volumes de cada um dos elementos geométricos irão ser respeitadas. Para a simulação do dispositivo experimental foram seleccionados os seguintes materiais: alumínio, ar, o silício ou água, e PMMA.

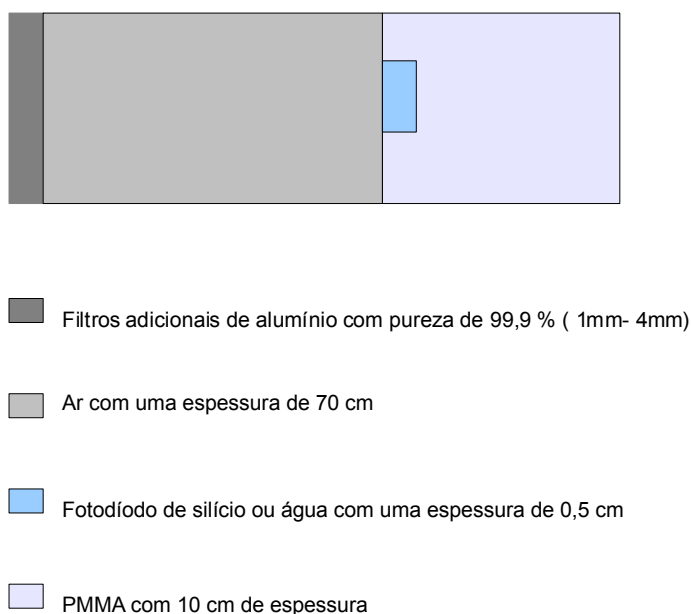


Figura 5.10- Geometria dos materiais simulados no PENELOPE

Os inputs para o PENELOPE são fornecidos através de um ficheiro de entrada. Nesse ficheiro é dada a definição da geometria onde se definem as várias camadas (*LAYER*) que delimitam cada um dos corpos (ver tabela 5.1). As *layers* devem ser definidas pela ordem da sua posição relativa na coordenada longitudinal. Os raios dos cilindros devem ser definidos por ordem crescente, do interior para o exterior, no caso de camadas concêntricas.

A geometria do dispositivo usado consiste em 4 layers, 4 materiais (alumínio, ar, água ou silício e PMMA) e 5 cilindros em que o quarto cilindro consiste em dois cilindros concêntricos.

Tabela 5.1- Definição da geometria no ficheiro de entrada.

```
.
GSTART >>>>>> Beginning of the geometry definition list.
LAYER      -70.1 -70.0
CENTRE      0.00  0.00
CYLIND     1  0.00 10.00  1
LAYER      -70.00  0.00
CENTRE      0.00  0.00
CYLIND     2  0.00 10.00  2
LAYER       0.00  5.e-2
CENTRE      0.00  0.00
CYLIND     3  0.00  0.50  3
CYLIND     4  0.50 10.00  4
LAYER       5.e-2 10.05
CENTRE      0.00  0.00
CYLIND     4  0.00 10.00  5
GEND <<<<<< End of the geometry definition list.
.
```

No programa a fonte foi colocada no ponto de coordenadas (0, 0, -71,0). O ângulo de abertura do feixe foi de 12° e corresponde ao colimador de chumbo utilizado.

Para a obtenção do espectro de energia de input para o PENELOPE utilizou-se o programa Spekcalc. O espectro foi calculado em intervalos de 1 keV, com um corte na energia mínima correspondente a 10% da energia máxima do feixe. O ângulo escolhido para o ânodo do tubo de raios X foi de 26° .

As variáveis de corte usadas na simulação PENELOPE foram: 2 keV para a energia de electrões e fotões; 2keV para a energia de corte de produção de raios delta e fotões de radiação de travagem.

Dado que os volumes de água e silício usados como "detectores" na simulação foram idênticos a razão $\Delta D_m / \Delta D_{\text{água}}$ foi então obtida através de:

$$\frac{\Delta D_m}{\Delta D_{\text{água}}} = \frac{E_{Si}}{E_{\text{água}}} \cdot \frac{\rho_{\text{água}}}{\rho_{Si}} \quad (5.8)$$

Esta razão entre a dose depositada no fotodíodo S1337-66 BR e a dose depositada do meio referência em função da energia do feixe encontra-se na figura 5.11. Note-se que existe uma diferença significativa o que seria de esperar relativamente ao feixe monocromático.

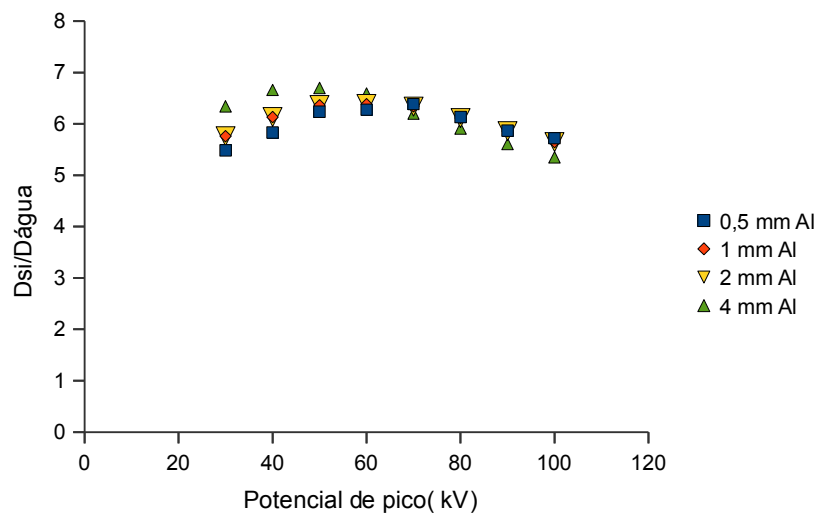


Figura 5.11 -Razão das doses em função do potencial de pico dadas pelo PENELOPE para diversas filtrações

5.7- Sensibilidade intrínseca do detector

Tal como foi descrito anteriormente a sensibilidade intrínseca é definida como:

$$\alpha = \frac{\Delta Q}{\Delta D_m}$$

e portanto

$$\alpha = \frac{S}{\frac{\Delta D_m}{\Delta D_{água}}}$$

ou seja

$$\alpha = \frac{S}{\frac{E_{Si}}{E_{água}} \cdot \frac{\rho_{água}}{\rho_{si}}} = \frac{\frac{\Delta Q}{\Delta D_{água}}}{\frac{E_{Si}}{E_{água}} \cdot \frac{\rho_{água}}{\rho_{si}}} \quad (5.9).$$

A figura 5.12 mostra sensibilidade intrínseca do fotodíodo S1337-66 BR em função da energia do feixe de fótons de 30 keV a 100 keV a uma distância de 70 cm da fonte de raios-X com filtrações de 0,5 mm; 1mm; 2mm e 4mm.

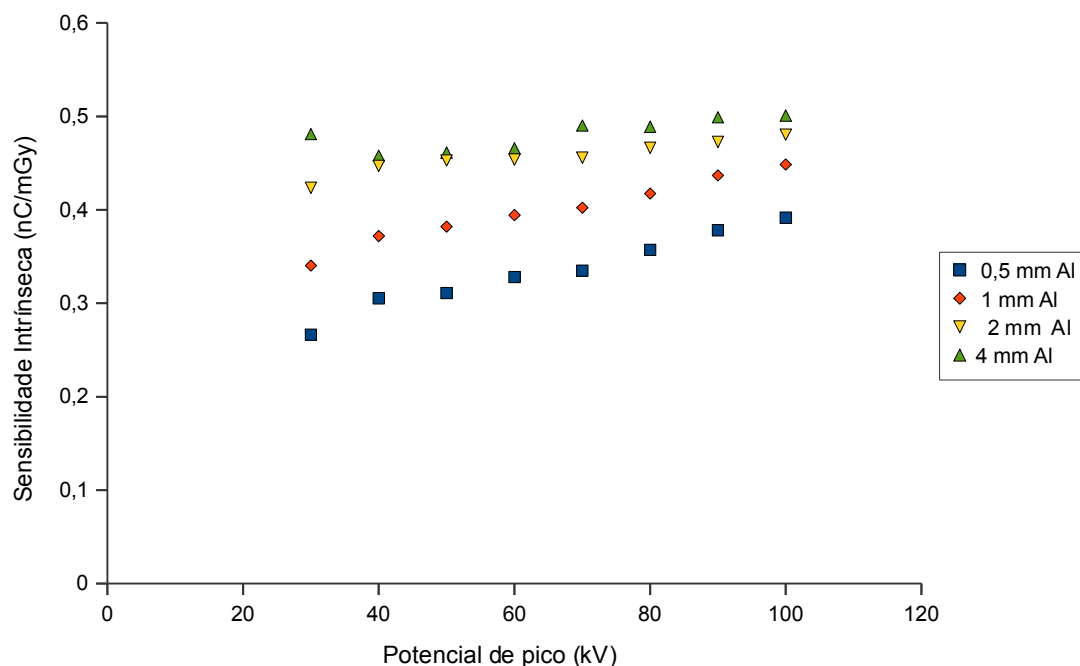


Figura 5.12– Sensibilidade intrínseca do fotodíodo S1337- 66 BR em função do potencial de pico

Nos intervalos de potencial de 40 a 100 kVp e para pequenas filtrações (0,5 e 1mm) há variações energéticas de 25% e 22% respectivamente. Enquanto que para filtrações maiores (2 e 4 mm) há uma dependência energética inferior a 10%. A utilização do fotodíodo semiconductor PIN como dosímetro para as filtrações de 2 e 4 mm apresenta vantagens pois possui uma menor dependência energética. Para potenciais de pico entre 40 à 70 kVp e para todas filtrações há uma variação energética média inferior a 6 %.

Capítulo VI- Dosímetro Semicondutor PIN

Como foi demonstrado os fotodíodos da série S1337 poderão ser utilizados em dosimetria devido a sua boa sensibilidade. De forma a obtermos um protótipo de um dosímetro autónomo o sinal de corrente gerado no fotodíodo pode ser amplificado por um amplificador de transimpedância e convertido num sinal em tensão que poderá ser lido por um voltímetro digital. A simplicidade do sistema permitirá usar este dosímetro em aplicações didáticas de dosimetria ou radioprotecção de área. O posterior desenvolvimento de um sistema de aquisição mais sofisticado poderia permitir a sua utilização em dosimetria pessoal.

Os fotodíodos S1337- 66 BR são sensíveis a luz ambiente (esse é a sua função normal) pelo que para a detecção de apenas radiação ionizante devem ser colocados em invólucros opacos. Para esse fim foi escolhida uma caixa em plástico de cor preta e completamente opaca. Num dos lados da caixa foi colocada uma ficha BNC, em que o pino central da ficha BNC é ligado ao cátodo do fotodíodo e a massa da ficha BNC ao ânodo.

A caixa com o sensor será ligada a um amplificador por meio de um cabo coaxial RG58. O fotodíodo foi colocado num circuito impresso, sendo este circuito colado num dos lados da caixa. Nesse da caixa abriu-se uma janela junto da qual se colocou o fotodíodo, sendo a janela coberta com uma folha de alumínio com 0,1 mm de espessura. A área da janela aproximadamente igual à área do fotodíodo.

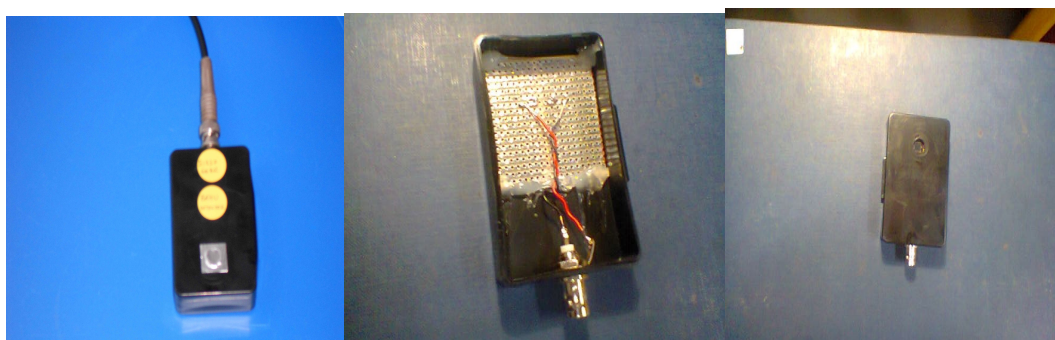


Figura 6.1- Da direita para a esquerda: Pormenor da janela com alumínio; circuito impresso colado na caixa e conectado a uma ficha BNC; Caixa com dosímetro semicondutor

6.1- O circuito do amplificador

O circuito de amplificação baseia-se na utilização de amplificador operacional com entrada JFET caracterizado por ter baixo ruído, baixa corrente e alta impedância de entrada. O amplificador operacional é montado numa configuração de transimpedância, convertendo a corrente de entrada numa tensão à saída que será lida por um voltímetro digital.

O esquema do circuito eléctrico encontra-se na (figura 6.2). O fotodíodo é utilizado sem polarização (i.e. em modo fotovoltaico) sendo o cátodo ligado à porta inversora e o ânodo à porta não-inversora do amplificador operacional. A malha de realimentação possui uma resistência de 10 M Ω e um condensador de 10 pF que limita o ganho para altas frequências. Neste tipo de configuração a tensão de saída V_{out} está relacionada com a intensidade de corrente I_{in} à entrada por

$$V_{out} = -Z I_{in}$$

sendo Z a impedância da malha de realimentação.

No amplificador operacional a entrada inversora (2) está identificada com o sinal negativo (-) e a não inversora com sinal positivo (+) sendo ligada à massa. Para controlar a tensão de “off-set” ligou-se um potenciómetro de 25 k Ω entre os pinos 1 e 5 do amplificador operacional, sendo o ponto médio do potenciómetro ligado à fonte negativa. À saída foi adicionado um filtro passa baixo composto por uma resistência de 100 k Ω e condensador de 470 nF com o objectivo de filtrar ruído de frequências elevadas.

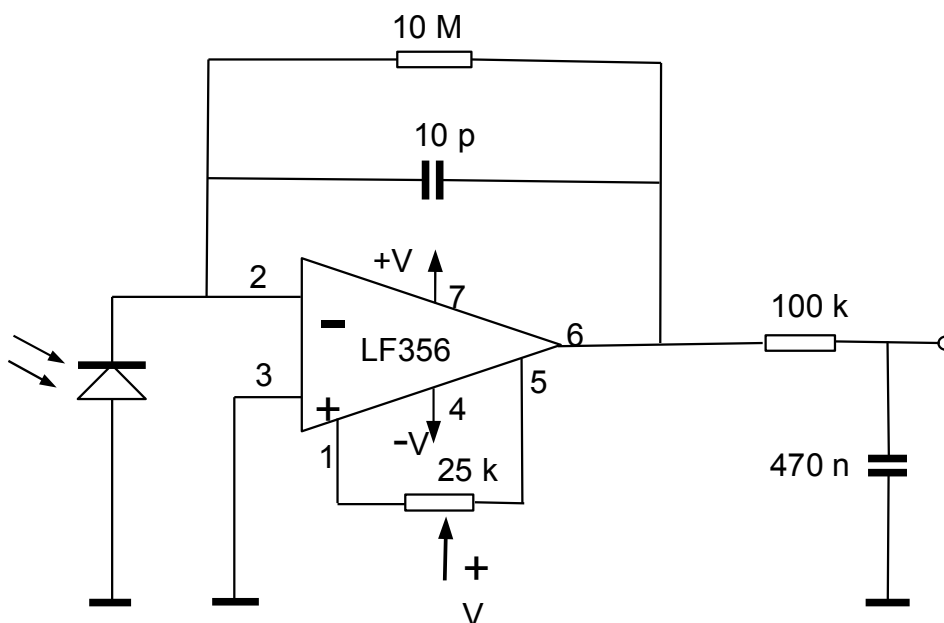


Figura 6.2- Representação esquemática do circuito amplificador

Baseando-se na representação esquemática construiu-se um circuito amplificador tal como mostra a figura 6.3.

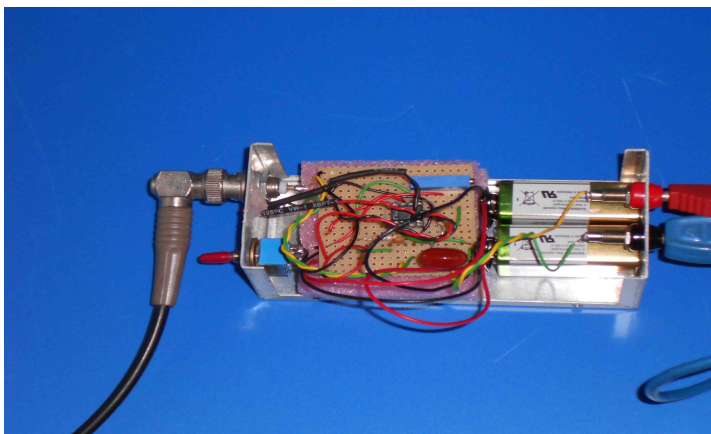


Figura 6.3– Fotografia do circuito amplificador

6.2- Exemplo de aplicação do dosímetro semiconductor PIN na medição do HVL

Como exemplo de aplicação do dosímetro semiconductor PIN efectuou-se a medição do HVL para um feixe de raios-X produzidos por um tubo *FIAD* de 50 kV de potencial acelerador. Este é um tubo utilizado em radiografia dentária .

O tubo de raios-X contém uma ampola de vidro onde é produzida a radiação X. À saída do tubo de raios- X existe um filtro de 1mm de espessura de alumínio. Contudo a espessura total da filtração equivalente dada pelo fabricante do equipamento é de 2 mm de alumínio. Isto deve-se ao facto de se entrar em linha de conta com a espessura da janela do tubo de raios-X em vidro. Para a determinação do HVL colocaram-se a 10 cm da saída do tubo de raios-X filtros adicionais de alumínio com uma pureza de 99,9 %. O dosímetro foi colocado a uma distância de 50 cm dos filtros de alumínio. Fez- se a medida da intensidade do raio-X com o dosímetro intercalando sucessivamente filtros de diferentes espessuras no feixe. Este procedimento repetiu-se até obter uma

atenuação do feixe de aproximadamente $1/4$ da sua intensidade inicial. Posteriormente substitui-se o dosímetro de semicondutor por uma câmara de ionização (Farmer 0.6 cc da PTW) colocada na mesma posição e repetindo-se as medidas de intensidade de feixe para várias espessuras dos filtros de alumínio.

A figura 6.4 mostra a montagem experimental do sistema dosimétrico para posterior obtenção do HVL

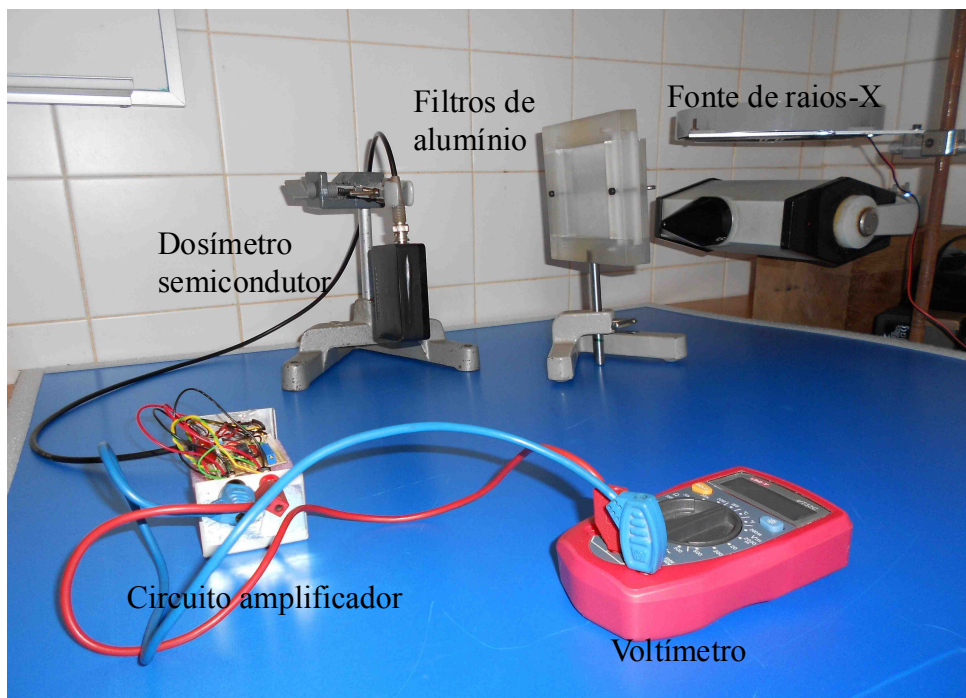


Figura 6.4- Montagem experimental

Os resultados obtidos para a intensidade normalizada do feixe em função da espessura do filtro adicional de alumínio estão apresentados na figura 6.5. A normalização da intensidade é relativa à medida da intensidade do feixe quando não se coloca nenhum filtro adicional.

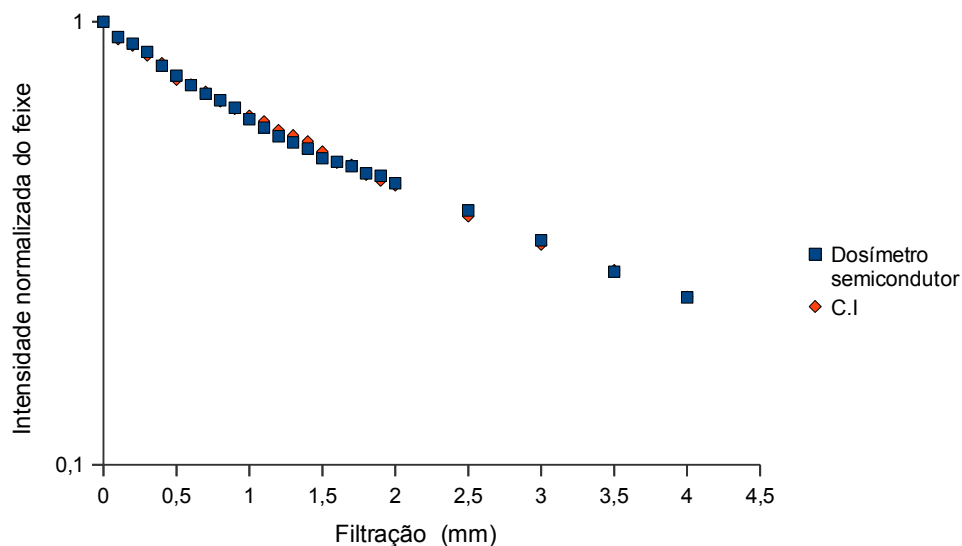


Figura 6.5- Atenuação do feixe

Para a obtenção do HVL fez-se o ajuste dos pontos experimentais a uma curva exponencial do tipo

$$y = ae^{-bx} \quad (6.1)$$

Para fazer o ajuste escolheram-se cinco pontos relativos a valores da intensidade normalizada em torno de $y = 0,5$. Os pontos escolhidos situaram-se no intervalo de espessuras entre 1,1 mm e 1,5 mm de alumínio. A equação da curva ajustada para os dados do dosímetro semicondutor foi então determinada como sendo

$$y = 0,889 e^{-0,393x} \quad \text{ou resolvendo em ordem à espessura}$$

$$x = -\frac{1}{0,393} \ln \frac{y}{0,889}$$

Substituindo y pelo valor de 0,5 implica que o 1º HVL será igual a 1,46 mm.

De igual modo determinou-se o segundo HVL para cinco pontos próximos de $y = 0,25$. A equação da curva exponencial foi determinada como sendo dada por:

$$y = 0,792 e^{-0,301x} \quad \text{em que} \quad x = -\frac{1}{0,301} \ln \frac{y}{0,792} \quad \text{obtendo-se } x = 3,83.$$

Deste modo o valor do 2º HVL pode ser determinado de acordo com a equação $HVL_2 = 3,83\text{ mm} - HVL_1 = 3,83\text{ mm} - 1,46\text{ mm} = 2,37\text{ mm}$.

Para a câmara de ionização utilizou-se o procedimento anterior e obteve-se como primeiro e segundo HVL 1,57 mm e 2,22 mm respectivamente.

Por outro lado o HVL pode ser determinado pelo programa Spekcalc onde se definiu a energia de pico do feixe como sendo 50 keV, a espessura do ar igual a 500 mm, a espessura total do alumínio equivalente igual a 2 mm e um ângulo do ânodo de 30°. A janela do programa Spekcalc com o espectro de raios-X obtidos para as condições descritas é apresentado na figura 6.6. cujos valores são 1,44 mm e 2,00 mm para o 1º HVL e o 2º HVL respectivamente.

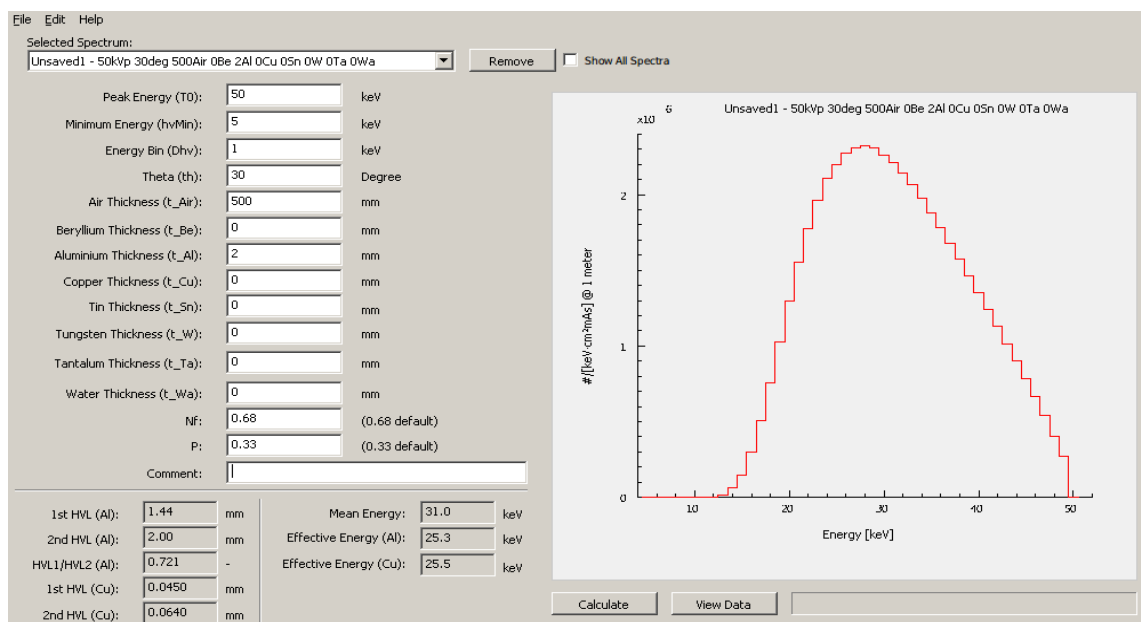


Figura 6.6- Janela gráfica de interface com o utilizador do programa Spekcalc

A tabela em baixa mostra os resultados do HVL para o dosímetro semiconductor, câmara de ionização e o programa de simulação Spekcalc.

Tabela 6.1- Resultados do HVL para o dosímetro semicondutor, câmara de ionização e Spekcalc

	1º HVL (mm Al)	2º HVL (mm Al)
Dosímetro semicondutor	1,460 ± 0,002	2,370± 0,004
Câmara de ionização	1,570± 0,002	2,220± 0,004
Spekcalc	1,440	2,000

As incertezas dos HVL foram obtidas através da propagação das incertezas dos parâmetros a e b da equação 6.1. As incertezas apresentadas são apenas de natureza estatística. Várias incertezas sistemáticas, como sendo a flutuação do potencial acelerador do tubo de raios-X ou posicionamento das folhas de alumínio não foram tidas em conta e poderão explicar as discrepâncias observadas. O potencial acelerador nominal do feixe é de 50 kV. Contudo se considerarmos uma tolerância de 10% relativa a este valor ficaremos com um intervalo de variação de potencial entre 45 kV e 55 kV. Neste caso e usando o programa Spekcalc verificamos que os valores do 1º HVL variam entre 1,320 e 1,560 respectivamente. Esta variação é compatível com a dispersão observada nos valores medidos do HVL e que em parte pode ser devida à instabilidade de funcionamento do tubo de raios-X.

Conclusão

A interacção da radiação com a matéria tem inúmeras aplicações no que concerne à medicina nuclear em tratamentos terapêuticos, como a radioterapia, e na esterilização de materiais cirúrgicos, eliminando desta forma as bactérias por intermédio da radiação. A radiação é também utilizada no domínio de exames diagnósticos (como TAC ou PET). No domínio industrial, destaca-se na indústria petrolífera, a utilização da gamagrafia e a radiografia é possível detectar descontinuidades em tubulações e chapas. Para além destas e outras aplicações destaca-se ainda as aplicações para a didáctica de ciências. No processo de ensino-aprendizagem, a relação entre a teoria e a prática permite não só a percepção de conteúdos ligados a física médica mas também serve de motivação aos estudantes nas possíveis saídas profissionais. Tendo estas considerações em mente, construiu-se o protótipo de um dosímetro semiconductor PIN para ser utilizado em escolas do ensino superior ou até secundário e que pode ser usado como monitor de raios-X. Através da utilização deste detector os estudantes terão o primeiro contacto com o detector de radiações ionizantes, e com noções de radioprotecção de área e pessoal. Numa primeira fase do trabalho, fez-se a caracterização do feixe de raios-X. Depois utilizou-se feixes de raios-X para se estudar as características dosimétricas de um fotodíodo S1337-66 BR da Hamamatsu. O espectro de radiação produzido por um tubo de raios-X é policromático pelo que não podemos caracterizar o feixe por um pequeno conjunto de factores. Assim, dada a impossibilidade prática de termos acesso directo do espectro de radiação produzido por tubo de raios-X, procuramos caracterizá-lo usando parâmetros como o material do ânodo, o ângulo de inclinação, potencial acelerador, filtração e o HVL. Conhecido as características do feixe dos raios-X, fez-se o estudo da variação da resposta do fotodíodo com a dose nela depositada para todos os potenciais de aceleração entre 20 kV e 100 kV. Obteve-se uma relação linear entre a dose e resposta do fotodíodo, sendo ainda que passando a recta de regressão aproximadamente pela origem pode concluir-se que o fotodíodo possui uma corrente de fuga reduzida. O outro parâmetro importante para o desenvolvimento do dosímetro foi a variação dos parâmetros de calibração do fotodíodo com a distância, tendo sido o fotodíodo e a câmara de ionização foram colocados às distâncias de 40, 70 e 100 cm respectivamente. Tomou-se a distância de 70 cm como distância de referência, tendo-se obtido para essa distância os coeficientes de calibração para cada um dos potenciais de aceleradores estudados. Estudou-se então o desvio entre a dose medida pela câmara de ionização às distâncias de 40 e 100 cm e a dose obtida pelo fotodíodo usando os coeficientes de calibração a 70 cm. O maior desvio foi observado para a distância de 40 cm, sendo uma possível explicação para o maior desvio entre os valores medidos pela câmara e o fotodíodo a essa distância é de um possível desalinhamento na colocação dos dois dispositivos relativamente ao feixe de

radiação. De seguida fez-se o estudo da sensibilidade experimental, para filtrações de 0,5, 1 e 2 mm tendo-se para potenciais de aceleração entre 25 e 40 kV obtido uma variação média de 40 %. Nestas condições para utilizarmos o fotodíodo como dosímetro teremos que usar constantes de calibração dependentes da qualidade do feixe usado. Para as qualidades de feixe de 50 a 100 kVp a variação foi inferior a 9% , apresentando o fotodíodo para estas qualidades de feixes melhores características para ser usado como dosímetro. Quando se usa a filtração de 4 mm a sensibilidade do fotodíodo é praticamente independente da qualidade de feixe de 25 a 70 kVp. E por último determinou-se a sensibilidade intrínseca do fotodíodo, tendo sido a razão entre os coeficientes médios de absorção entre a água e o silício obtidos pelo código Monte Carlo PENELOPE. Verificamos que para os potenciais de pico entre 40 e 100 kVp e para pequenas filtrações (0,5 e 1mm) houve variações de sensibilidade intrínseca que se situam entre 25% e 22%, enquanto que para filtrações maiores (2 e 4 mm) houve uma dependência energética inferior a 10%. Assim, a utilização do fotodíodo semicondutor PIN como dosímetro para as filtrações de 2 e 4 mm apresenta vantagens porque possui uma menor dependência energética. Para potenciais de pico entre 40 à 70 kVp e para todas as filtrações há uma variação energética média inferior a 6 %. Nesta base o fotodíodo semicondutor PIN foi utilizado como dosímetro cujo exemplo de aplicação consistiu na medida do HVL, do feixe de radiação produzido por um tubo de raios-X utilizado em radiografia dentária. O dosímetro ou monitor de radiação produziu um sinal de carga que foi amplificado por um circuito de transimpedância, que converteu o sinal em tensão sendo a sua leitura foi feita por um multímetro digital. As medidas obtidas foram comparadas com os resultados do programa de simulação computacional Speckcalc, bem como de medidas feitas com a câmara de ionização, tendo sido obtida um bom acordo entre os três resultados.

Pelos resultados obtidos, permite-nos concluir que o dosímetro semicondutor PIN tem um desempenho adequado aos fins a que se destina e será utilizado como um meio didático nas escolas do ensino superior e secundário. Se usado com um sistema de aquisição mais sofisticado, este monitor tem ainda potencialidades para vir a ser usado como monitor de radiação pessoal de baixo custo.

Referências bibliográficas

- [ATT04] *Frank Herbet Attix, Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry, 2004*
- [BOR05] *Landolt- Bornstein Radiation Protection, 2005*
- [DRO10] *Jiri George Drobný, Radiation Technology for Polymers, Second Edition, 2010*
- [HAM11] http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/s1337_series_kspd1032e05.pdf
- [IAE07] *International Atomic Energy Agency, Dosimetry in Diagnostic Radiology: An internacional code of Practice, 2007*
- [IOP09] http://iopscience.iop.org/0031-9155/54/19/N01/pdf/pmb9_19_n01.pdf
- [KOY02] *Takahiko Aoyama, Shuji Koyama, and Chiyo Kawaura School of Health Sciences, Nagoya University, Daikominami, Higashi-ku, Nagoya 461-8673, Japan, An in-phantom dosimetry system using pin silicon photodiode radiation sensors for measuring organ doses in X-ray CT and other diagnostic radiology, 2002*
- [LER04] *Claude Leroy University of Montreal Canada, Pier- Giorgio Rancoita Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Milan , Italy ,Principles of radiation interaction in matter and detection, 2004*
- [LERA04] *Claude Leroy , Pier-Giorgio Rancoita, Principles of radiation interaction in matter and detection, 2004*
- [LIM08] *J.J. Pedroso de Lima, Física em Medicina Nuclear Temas e Aplicações , 2008*
- [LIM09] *João José Pedroso de Lima, Técnicas de Diagnóstico com Raios X, Aspectos Físicos e Biofísicos, 2009*
- [LIMA08] *J.J. Pedroso de Lima, Física em Medicina Nuclear Temas e Aplicações, 2º Ed, 2008*
- [NIL83] *B. Nilsson and A. Brahme, Relation between kerma and absorbed dose in photon beams, 1983*
- [NIS11] <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>
- [PEN08] *PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon transport, 2008*
- [POD05] *E.B Podgorsak ,Radiation Oncology Physics: A Handbook for teachers and students, 2005.*
- [SEG06] <http://www6.ufrgs.br/br/spr/segurancaProtRad.pdf>
- [SHA01] *Gad Shani , Radiation Dosimetry Instrumentation and Methods, second edition, 2001*
- [SHAA01] *Gad Shani, Radiation Dosimetry Instrumentation and Methods, second edition, 2001*
- [SHAB01] *Gad Shani , Radiation Dosimetry Instrumentation and Methods, second edition, 2001*
- [TAU03] *Luiz Tauhata, Ivan P.A Salati et al, Radioproteção e Dosimetria: Fundamentos, 2003*

- [TSO95] *Nicholas Tsoulfanidis, University of Missouri-Rolla, Measurement and detection of radiation, Second Edition, 1995.*
- [TUR07] *James E Turner, Atoms, Radiation and Radiation Protection, 2007*
- [WIL99] *J F Williamson, J F Dempsey, A S Kirov, J I Monroe, W R Binns and H Hedtjärn, Plastic scintillator response to low-energy photons , Phys. Med. Biol. 44 (1999)*
- [WPS02] *Workshop proceedings Sacavém, Portugal, Computing Radiation Dosimetry CRD, 2002*